



Mesure des sections efficaces de production de paires quark-antiquark et de paires $W+W^-$ dans l'expérience Delphi à Lep2

Denis Gelé

► To cite this version:

Denis Gelé. Mesure des sections efficaces de production de paires quark-antiquark et de paires $W+W^-$ dans l'expérience Delphi à Lep2. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 2002. tel-00389037

HAL Id: tel-00389037

<https://theses.hal.science/tel-00389037>

Submitted on 28 May 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

Denis GELÉ

**Mesure des sections efficaces de production de paires
quark-antiquark et de paires W^+W^- dans l'expérience
Delphi à Lep2**

CERN LIBRARIES, GENEVA

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00045726

Rapport d'habilitation à diriger des recherches
présenté par
Denis Gelé (IreS Strasbourg)

Mesure des sections efficaces de production de paires quark-antiquark et de paires
 W^+W^- dans l'expérience Delphi à Lep2

Soutenue le 19 mars 2002 devant un jury composé de

M. D. Bloch (Garant)
M. U. Goerlach (Rapporteur interne)
M. J-P. Martin
Mme M-N. Minard (Rapporteur externe)
M. J. Timmermans (Rapporteur externe)
M. M. Winter

Remerciements

Je tiens d'abord à remercier tous les membres de la commission d'examen ayant jugé mon rapport d'habilitation à diriger des recherches.

Des remerciements sincères vont à Daniel Bloch, Directeur de Recherches à l'IReS qui a accepté d'être mon garant d'habilitation. D'un grand conseil pour ce travail, il a porté beaucoup d'attention à la lecture de ce rapport. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude.

Je remercie Ulrich Goerlach (rapporteur interne), Professeur à l'Université Louis Pasteur de Strasbourg d'avoir accepté d'être le président de ce jury d'habilitation. Ses remarques constructives et sa curiosité pertinente se retrouvent au fil des pages de ce travail.

Je remercie Marie-Noelle Minard, Directeur de Recherches au LAPP et spécialiste reconnue des mesures de précision électrofaibles, d'avoir lu attentivement ce rapport. Je lui suis reconnaissant de l'ensemble de ses fructueuses remarques.

Je remercie chaleureusement Jan Timmermans, physicien et directeur de l'expérience Delphi au Cern d'avoir très aimablement accepter de participer au jury. Ses qualités humaines, son jugement scientifique rigoureux et sa grande connaissance des problématiques de physique des particules abordées ici m'ont été précieux.

Je remercie Jean-Paul Martin Directeur de Recherches au CNRS qui, après m'avoir écouté lors de ma soutenance de thèse de doctorat 10 ans plus tôt, à juger cette fois-ci un travail de longue haleine. Sa disponibilité et son sens aigu de la physique n'ont jamais fait défaut.

Je remercie Marc Winter, Directeur de Recherches au CNRS qui m'a initié aux subtilités des analyses de précision effectuées à Lep2 avec toute la justesse scientifique qui le caractérise. Son aide m'a été cruciale lors des études délicates des couplages trilinéaires.

Enfin je souhaite remercier celles et ceux qui m'ont soutenu, encouragé et supporté durant toutes ces années.

A mes parents

Résumé

L'ensemble des observations réalisées en physique des particules peuvent s'expliquer dans le cadre d'une théorie unique: le Modèle Standard des interactions électrofaible et forte. Ce modèle ne peut cependant pas être considéré comme la théorie ultime du monde microscopique, principalement pour des raisons d'ordre conceptuel. En dépit de son grand pouvoir prédictif, cette théorie nécessite de connaître au moins 18 paramètres fondamentaux et ne dit rien sur leur valeur. La question qui se pose donc aujourd'hui en physique des particules est donc: qu'est ce qui se cache derrière le Modèle Standard?

Le travail des physiciens dont je fais partie consiste à tenter d'apporter des réponses, partielles ou complètes à ces problèmes fondamentaux. Les différentes thématiques de recherche développées au sein du laboratoire de Strasbourg, en collaboration avec d'autres chercheurs, m'ont permis d'aborder les mesures de précision d'observables physiques et par là-même de contraindre des modèles physiques, afin d'approfondir leur connaissance et d'améliorer leurs limites. Le Cern a construit l'anneau de collision Lep avec l'objectif premier d'effectuer des mesures de précision sur la particule Z , le porteur électriquement neutre de la force faible, découverte en 1983. Cependant, le Lep a été conçu pour explorer également de nombreux autres sujets de physique. Avant même la construction de la machine, un programme clairvoyant de recherche et développement avait débuté sur les cavités radiofréquences supraconductrices en vue de porter la machine vers les 100 GeV par faisceau et sonder la nature au-delà du seuil de production du Z dans le cadre du vaste programme Lep2. Au cours de ces dernières années et au sein de l'expérience Delphi à Lep2, je me suis attaché à trois sujets principaux: la détermination des sections efficaces de production de paires quark-antiquark dans les collisions e^+e^- puis la détermination des sections efficaces totale et différentielles de la réaction $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ dans le but d'évaluer les couplages à trois bosons vecteurs de jauge. Dans ce manuscrit, j'ai essayé de mettre l'accent sur les activités qui me paraissent relever d'une démarche originale, traduire une rigueur scientifique impérative et indiquer une autonomie dans la maîtrise d'un sujet de recherche. Elles ont aussi été accompagnées par l'encadrement de jeunes étudiants-chercheurs.

Après 6 années d'exploitation et 20 millions de désintégrations de Z enregistrées, la phase I du LEP a pris fin à l'automne 1995. L'analyse des données, notamment réalisées à l'IreS a permis de tester extensivement et en profondeur les prédictions du Modèle Standard. Initiée par un atelier au CERN, la participation du laboratoire de Strasbourg au programme Lep2 a débuté en 1995. Je me suis attaché à la poursuite de l'étude de la production de paires quark-antiquark ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$) mais cette fois-ci, aux énergies de Lep2. En effet, la technologie nécessaire des cavités supraconductrices ayant fait ses preuves, l'énergie du Lep a pu être augmentée dans le centre de masse de 130 à près de 210 GeV , atteint au second semestre 2000. Sur cette vaste gamme d'énergie, l'intérêt que suscite le processus électrofaible $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}(\gamma)$ réside dans le fait que sa section efficace est élevée et qu'il est sensible à des manifestations potentielles de physique nouvelle dépassant le cadre du Modèle Standard (i.e. supersymétrie, technicouleur, boson de jauge additionnel massif, extradimension). La mesure de la section efficace du processus permet par ailleurs d'affiner la détermination de la masse du boson Z réalisée à Lep1.

Le programme principal de physique à Lep2, hormis la recherche de nouvelles particules que toute augmentation de l'énergie disponible rend possible, est l'étude des propriétés du boson chargé W^\pm . La seconde phase de mon travail de recherche a été consacrée à l'étude du secteur de jauge du Modèle Standard au travers des mesures de sections efficaces totale et différentielles de production de paires de bosons W^\pm ($e^+e^- \rightarrow W^+W^-$) ainsi que la détermination des couplages trilineaires entre bosons de jauge. Cette activité m'a permis d'encadrer le travail d'un thésard (Gilles Orazi de 1996 à 1999) conduisant à une soutenance de doctorat en décembre 1999, puis celui d'un attaché temporaire d'enseignement et de recherche (Julien Croix durant l'année 2000).

Ces mesures mettent en évidence que la production de paires W^+W^- résulte de deux types de

processus: l'un où l'électron et le positron en collision échangent un neutrino et l'autre où les deux particules en collision s'annihilent en un photon ou un boson Z qui se couple aux deux bosons W de l'état final. La section efficace de chacun de ces processus fondamentaux diverge, mais la combinaison de leur amplitude de diffusion conduit à une valeur finie de la section efficace totale et par là même caractérise incontestablement l'existence des couplages à 3 bosons dans la théorie électrofaible et la structure de jauge non abélienne qui les sous-tend. Les résultats numériques sont en bon accord avec les prédictions du Modèle Standard et ont également servi à déterminer les divers rapports d'embranchement des bosons W^\pm , à tester l'universalité de leurs couplages aux leptons et enfin à estimer indirectement la valeur de l'élément de matrice CKM V_{cs} .

La détermination des sections efficaces différentielles permet d'accéder à l'intensité et à la forme du couplage entre le photon ou le Z et une paire W^+W^- . Leurs déviations par rapport aux prédictions du Modèle Standard (dans le cadre d'une théorie effective conservant la symétrie de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$) sont notées Δg_1^Z , $\Delta \kappa_\gamma$ et λ_γ . Une valeur non nulle de l'un d'eux signifierait l'émergence d'une physique nouvelle.

L'analyse des sections efficaces différentielles réalisée au laboratoire de Strasbourg a été effectuée à partir d'observables angulaires ou à partir de variables optimisées de l'état final semileptonique, celui-ci permettant de reconstruire le maximum d'informations pour chaque événement avec un minimum d'ambiguïtés. Les résultats obtenus sur les données collectées depuis 1996 à 172 GeV jusqu'à l'année 2000 à plus de 200 GeV pour les quatre expériences Lep, combinés à ceux obtenus par l'analyse des états finals $\nu\bar{\nu}\gamma$ et la production unique d'un boson W dans l'état final permettent de sensiblement contraindre les couplages anormaux trilinéaires.

Table des matières

1. Du Modèle Standard à Lep2 et Delphi	4
1.1 Les théories de jauge	5
1.2 Le Modèle Standard des interactions électrofaible et forte	8
1.2.1 Statut du Modèle Standard	16
1.2.2 Les limites du Modèle Standard et ses extensions	19
1.3 Le Lep et l'expérience Delphi	23
1.3.1 Le Lep	23
1.3.2 Les détecteurs	28
1.4 Survol des processus physiques à Lep2	30
1.4.1 Production des événements simulés	34
1.4.2 Fragmentation des quarks et des gluons	36
1.4.3 Hadronisation des quarks et des gluons	37
2. Production de paires fermion-antifermion	41
2.1 Description théorique du processus $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}(\gamma)$ à Lep2	41
2.1.1 Le processus $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ à l'ordre de Born	41
2.1.2 Amplitudes de diffusion, sections efficaces	42
2.1.3 Asymétries	44
2.1.4 Paramétrisation modèle-indépendante de la production $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow f\bar{f}$. . .	46
2.2 Les corrections radiatives	48
2.2.1 Les corrections de propagateur	48
2.2.2 Les corrections de vertex et de boîtes, les corrections d'énergie propre	53
2.2.3 Bremsstrahlung QED	57
2.2.4 La production de paires	65
2.2.5 Les corrections de bremsstrahlung QCD	66
2.3 Cinématique des événements $q\bar{q}(\gamma)$ à Lep2	67
2.4 Analyse expérimentale	69
2.4.1 Sélection des événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$	78
2.4.2 Résultats	87
2.4.3 Les canaux de désintégrations leptoniques	98
2.4.4 Les asymétries avant-arrière	100
2.4.5 Interprétation des résultats	103
3. Production de paires W^+W^-	121
3.1 Production de paires de bosons W^\pm stables	121
3.2 La largeur de désintégration du boson W^\pm	124
3.3 Production de paires de bosons W^\pm avec largeur Γ_W non nulle	125
3.4 Les corrections radiatives	126
3.5 Les effets de recombinaison de couleur et de corrélation de Bose-Einstein	130

3.5.1	Recombinaison de couleur	130
3.5.2	Corrélations de Bose-Einstein	132
3.6	Inclusion des diagrammes à quatre fermions autres que les diagrammes CC03	133
3.7	Détermination de M_W par la mesure de la section efficace σ_{WW} au seuil	135
3.7.1	Le choix de l'énergie optimale	135
3.7.2	Correction additionnelle à la mesure de la section efficace	139
3.7.3	Sélection des événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ au seuil de production	140
3.7.4	Résultats et interprétation à 161 GeV	149
3.8	Les mesures de section efficace $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ au delà du seuil de production	152
4.	Analyse des couplages trilinéaires WWV, $V = \gamma, Z$	164
4.1	Lagrangien effectif des couplages trilinéaires bosoniques	164
4.2	Les contraintes indirectes sur les couplages effectifs	168
4.3	Valeurs attendues et limites expérimentales directes au Tevatron des TGC	168
4.4	Influence des TGC sur les sections efficaces différentielles du processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	171
4.5	Méthodes expérimentales pour la détermination des TGC dans le canal $e^+e^- \rightarrow$ $WW \rightarrow \nu q \bar{q}'$	178
4.5.1	La méthode des éléments de matrice densité de spin	178
4.5.2	La méthode angulaire directe	180
4.5.3	La méthode des Observables Optimales	182
4.5.4	Discussion sur la structure et le comportement de la fonction de vraisemblance	185
4.6	Analyse des résultats	188
4.7	Tests des méthodes et incertitudes systématiques	192
4.7.1	Tests des méthodes	192
4.7.2	Incetitudes systématiques	202
4.8	Autres canaux d'analyse et autres processus	206
4.9	Les couplages neutres trilinéaires et les couplages quadrilinéaires	209
	Conclusion	213
	Bibliographie	214

Chapitre 1.

Du Modèle Standard à Lep2 et Delphi

Le présent chapitre a pour objectif de résumer le cadre théorique servant à l'élaboration du Modèle Standard des Interactions Electrofaibles. Le succès de ce modèle, issu des impressionnantes confirmations expérimentales obtenues lors de cette dernière décennie notamment à Lep, ne cache pas ses limites conceptuelles mais oriente les développements mathématiques et les espoirs des physiciens vers une Théorie Grand Unifiée.

Avant d'introduire les concepts fondamentaux de symétrie, rappelons que la théorie électrofaible moderne hérite des succès expérimentaux des modèles phénoménologiques décrivant les interactions faibles de basse énergie. Dès 1934, par analogie avec "la théorie radiative qui décrit l'émission de quantum de lumière d'un atome excité", Fermi propose une théorie des champs pour la désintégration β . Celle-ci repose sur une interaction effective de courants chargés caractérisée par une constante de couplage G_F (constante de Fermi). L'amplitude de la réaction de désintégration du neutron dans un noyau prend la forme:

$$\mathcal{M} = G_F(\bar{n}\gamma^\mu p)(\bar{\nu}_e\gamma_\mu e)$$

Ce n'est que vers le milieu des années 1950 que de nombreuses expériences (entre autres celles étudiant la désintégration du kaon chargé) démontrent que l'interaction faible peut violer la conservation de la parité, la conservation de la conjugaison de charge et conséquemment, la nature chirale de l'interaction faible (seul le neutrino gauche (et l'antineutrino droit) sont sensibles à ce type d'interaction). De ce fait, le lagrangien effectif associé à la désintégration du muon ($\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$) inclut un projecteur sur un état d'hélicité gauche tel que:

$$\mathcal{L}_{eff} = (G_F/\sqrt{2})[\bar{\nu}_\mu\gamma_\alpha(1 - \gamma^5)\mu][\bar{e}\gamma^\alpha(1 - \gamma^5)\nu_e]$$

avec [1]:

$$G_F = (1.16637 \pm 0.00001) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}.$$

La structure V-A (vecteur-axiovectoriel) de l'interaction faible a été confirmée par des expériences de diffusion entre un électron et un neutrino électronique. Cette théorie effective des interactions faibles chargées, basée sur une interaction de contact a le défaut rédhibitoire d'être non renormalisable, i.e. pour un processus donné caractérisé par $G_F E^2 \simeq 10^{-5}(E/m_{proton})^2$ où E est l'échelle d'énergie du processus, la divergence quadratique en énergie conduit à une violation de l'unitarité du modèle. Afin de résoudre ce problème, on peut supposer que cette interaction est transportée par un boson massif W dont la portée est très courte ($r_W \simeq h/2\pi M_W c \simeq 2.5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}$). La théorie de Fermi apparaît alors comme une théorie effective de basse énergie valable tant que l'énergie entrant en jeu dans l'interaction reste faible devant la masse du boson vecteur de l'interaction faible chargée.

Reste maintenant à expliquer la suprenante différence entre une interaction électromagnétique de portée infinie et une force faible de courte portée dans le cadre d'une théorie électrofaible unifiée.

1.1 Les théories de jauge

Le cadre des théories de jauge [2] représente un concept fondamental de la théorie des champs en ce sens que de telles théories sont toujours renormalisables. La renormalisation des théories quantiques des champs est nécessaire pour assurer la correspondance biunivoque entre les observables physiques calculées et les observables physiques mesurées.

En théorie quantique des champs, les particules sont décrites par des champs complexes $\psi(x)$ dépendant de la coordonnée d'espace-temps $x = (\vec{x}, t)$. Dans le cadre des théories de jauge, la dynamique des interactions entre particules est définie par une densité lagrangienne $\mathcal{L}(\psi, \partial_\mu \psi)$ invariante sous une transformation locale (i.e. dépendante de x) d'un groupe de symétrie de dimension n telle que :

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = U(x)\psi(x)$$

La transformation de jauge U décrit une symétrie de la théorie si les équations du mouvement restent invariantes sous l'effet de cette transformation. Pour chaque symétrie de la théorie, l'ensemble des transformations de jauge unitaire $U(x)$ constitue un groupe de Lie G^1 . Les transformations U peuvent s'exprimer en fonction des n générateurs H^j ($j = 1, \dots, n$) du groupe G de la manière suivante :

$$U(x) = \exp\left[-i \sum_{j=1}^n \theta_j(x) H_j\right] = e^{-i\theta_j(x) H^j} \quad (1)$$

où les fonctions réelles $\theta_j(x)$ caractérisent la transformation de jauge locale. Les n générateurs H_j obéissent à une algèbre de Lie² définie par :

$$[H_i, H_j] = H_i H_j - H_j H_i = i C_{ijk} H^k$$

où les nombres réels C_{ijk} sont les constantes de structure de l'algèbre. Ceux-ci sont totalement antisymétriques ($C_{ijk} \propto \varepsilon_{ijk}$ avec ε_{ijk} le tenseur de Levi-Civita) et s'annulent si le groupe est abélien ($[H_i, H_j] = 0, \forall i, j$).

Dans la plus basse représentation réductible (non triviale) des champs $\psi(x)$, les générateurs H_j sont représentés par des matrices h_j de dimension n' qui, dans le cas des symétries internes, sont normalisées de façon que $\text{tr}(h_i h_j) = \frac{1}{2} \delta_{ij}$.

La densité lagrangienne dont dérive les équations du mouvement de Klein-Gordon (vérifiées par les champs de bosons) ou de Dirac (vérifiées par les champs de fermions) contient explicitement des dérivées partielles des champs $\partial_\mu \psi$. Cette dépendance implique que la transformation de jauge locale (1) brise l'invariance de jauge du lagrangien et donc la validité des équations de mouvement. L'invariance est rétablie en modifiant la dérivée partielle ∂_μ en dérivée covariante D_μ telle que :

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + ig H_j A_\mu^j(x)$$

A chaque générateur est associé un champ appelé champ de jauge, $A_\mu^j(x)$ ($j = 1, \dots, n$), décrivant un boson de spin 1 qui se couple aux champs de fermion par l'intermédiaire d'une constante de couplage g non prédite par la théorie. La loi de transformation des champs de jauge $A_\mu^j(x)$ s'écrit :

$$A_\mu^j(x) \rightarrow (A_\mu^j(x))' = A_\mu^j(x) - \frac{1}{g} \partial_\mu \theta^j(x) - C_{kl}^j \theta^k(x) A_\mu^l(x)$$

1. Rappel: Soit un groupe G continu dont chaque élément est caractérisé par n paramètres réels. Soient $a(\alpha_1, \dots, \alpha_n)$ et $b(\beta_1, \dots, \beta_n) \in G$, si le produit ab et les fonctions a^{-1} et b^{-1} sont des fonctions analytiques possédant des dérivées de tous ordres, alors le groupe G est un groupe de Lie.

2. Rappel: Un ensemble d'éléments L est une algèbre de Lie si et seulement si c'est un espace vectoriel linéaire muni d'une loi de composition $[x, y] = z$ telle que

- si $x, y \in L, z \in L$,
- $[x, y] = -[y, x]$,
- $[x, [y, z]] + [y, [z, x]] + [z, [x, y]] = 0$.

telle que $(D_\mu \psi)' = U(D_\mu \psi)$ afin que le lagrangien $\mathcal{L}(\psi, \partial_\mu \psi)$ soit invariant de jauge. Le tenseur de force $A_{\mu\nu}^j(x)$ associé aux champs de jauge $A_\mu^j(x)$ est défini par:

$$A_{\mu\nu}^j(x) = \partial_\mu A_\nu^j - \partial_\nu A_\mu^j - gC_{kl}^j A_\mu^k A_\nu^l$$

Les groupes de symétrie locale du Modèle Standard sont multiples:

L'électrodynamique quantique (QED) est invariante sous la transformation d'un groupe de symétrie abélien $U(1)$ noté $U(1)_{EM}$. Le champ de jauge associé n'est rien d'autre que le potentiel électromagnétique A_μ décrivant le photon. Le générateur correspondant se réduit à un opérateur scalaire qui est la constante de couplage entre un fermion et un photon, la charge électrique du fermion q_f . Puisque $U(1)_{EM}$ est un groupe abélien, l'auto-interaction entre photons n'existe pas et le photon n'est porteur d'aucune charge électrique.

La théorie de l'interaction forte ou chromodynamique quantique (QCD) repose sur un groupe de symétrie non abélien $SU(3)$ noté $SU(3)_C$. Chaque saveur de quark correspond à un triplet de quarks de la représentation irréductible dans un espace tridimensionnel (les 3 nombres quantiques de l'espace de couleur étant rouge, vert, bleu). Les 8 générateurs du groupe de Lie $SU(3)_C$ introduisent 8 champs de jauge (bosons de masse nulle et de spin 1) G_μ^a ($a = 1, \dots, 8$), les gluons, eux-mêmes porteurs d'une charge de couleur.

L'unification des interactions faible et électromagnétique a été proposée au début des années 1970. L'interaction faible chargée nécessite de distinguer les composantes d'hélicité gauche (Left) et droite (Right) représentées par les spineurs de Dirac pour les fermions:

$$\psi = \psi_L + \psi_R = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)\psi + \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)\psi$$

et

$$\bar{\psi} = \bar{\psi}_L + \bar{\psi}_R = \frac{1}{2}\bar{\psi}(1 + \gamma^5) + \frac{1}{2}\bar{\psi}(1 - \gamma^5).$$

Le groupe de Lie minimal constitué de trois générateurs nécessaires aux trois interactions (2 chargées faibles et une neutre électromagnétique) est le groupe $SU(2)$. Ce groupe de symétrie conduit cependant à des inconsistances rédhibitoires; l'interaction électromagnétique ne distinguant pas les états d'hélicité des fermions, on est conduit à élargir le groupe de symétrie de l'interaction électrofaible à un groupe de symétrie $SU(2)_L$ pour les champs de fermions gauches et un groupe de symétrie additionnel $U(1)_Y$ qui, bien que de même essence mathématique que le groupe de Lie $U(1)$ de QED, renvoie à une interprétation physique différente. La conséquence directe de ce choix de groupe de symétrie est la prédiction d'une interaction faible neutre. Cette dernière, découverte par l'étude des interactions de neutrino a établi que le groupe de symétrie de l'interaction électrofaible G_{EW} doit être au minimum le produit direct $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ avec $U(1)_Y \neq U(1)_{EM}$, $U(1)_{EM}$ étant un sous-groupe dérivé de G_{EW} .

Les trois générateurs du groupe $SU(2)_L$ sont appelés opérateurs d'isospin faible T_i , ($i = 1, 2, 3$) par analogie avec le spin ordinaire. Le générateur du groupe $U(1)_Y$ est appelé opérateur d'hypercharge faible Y . Les champs de jauge associés aux opérateurs précédents forment un triplet de champs vectoriels pour $SU(2)_L$, W_μ^i ($i = 1, 2, 3$) et un singulet de champ vectoriel pour $U(1)_Y$, B_μ .

Fermions (spin 1/2)							
1	2	3	$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	T_3	Y	Q
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	1	2	+1/2	-1/2	0
ν_{eR}	$\nu_{\mu R}$	$\nu_{\tau R}$	1	1	0	0	0
e_R^-	μ_R^-	τ_R^-	1	1	0	-1	-1
$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	3	2	+1/2	+1/6	+2/3
u_R	c_R	t_R	3	1	0	+2/3	+2/3
d_R	s_R	b_R	3	1	0	-1/3	-1/3
Bosons (spin 1)							
			$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	T_3	Y	Q
B			1	1	0	0	0
$\begin{pmatrix} W^+ \\ W^3 \\ W^- \end{pmatrix}_L$			1	3	+1	0	+1
			1	3	0	0	0
			1	3	-1	0	-1
G^a			8	1	0	0	0
Higgs (spin 0)							
			$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	T_3	Y	Q
$\begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$			1	2	+1/2	+1/2	+1
			1	2	-1/2	-1/2	0

TAB. 1.1: Tableau récapitulatif des particules élémentaires du Modèle Standard.

1.2 Le Modèle Standard des interactions électrofaible et forte

a) Les particules élémentaires

En résumé de la section précédente, le groupe de symétrie G_{MS} du Modèle Standard des interactions électrofaible et forte est le produit direct:

$$G_{MS} = U(1)_Y \otimes SU(2)_L \otimes SU(3)_C.$$

Les trois groupes de Lie indépendants formant la base du modèle introduisent trois constantes de couplage indépendantes g_1 , g_2 et g_3 respectivement associées à $U(1)_Y$, $SU(2)_L$ et $SU(3)_C$.

La dérivée covariante D_μ du Modèle Standard s'écrit donc:

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_1 Y B_\mu + ig_2 \left(\frac{\tau_j}{2} \right) W_\mu^j + ig_3 \left(\frac{\lambda_A}{2} \right) G_\mu^A$$

où les générateurs $\frac{\tau_i}{2} = T_i$ et $\frac{\lambda_A}{2}$ sont ceux des groupes $SU(2)_L$ et $SU(3)_C$ dont les représentations matricielles correspondent respectivement aux trois matrices de Pauli τ_i et aux 8 matrices de Gell-Mann λ_A .

Le bestiaire des particules élémentaires du Modèle Standard est reporté dans la table 1.1. Les fermions gauches L sont groupés en doublet d'isospin faible ψ_L tandis que les fermions droits R sont des singulets, ψ_R . Les neutrinos droits sont habituellement supposés ne pas exister, conduisant à l'hypothèse de masse nulle des neutrinos. Cependant les récents résultats expérimentaux basés sur l'étude des neutrinos solaires, atmosphériques ou issus des réacteurs nucléaires indiquent l'existence d'oscillations de neutrinos et par voie de conséquence, infirment l'hypothèse d'absence de masse. Dans le cadre du Modèle Standard, nous continuerons cependant à utiliser $m_\nu = 0$.

Les fermions sont groupés en familles (encore appelées générations), au moins trois, de masses croissantes mais de nombres quantiques identiques. Les nombres quantiques du groupe non abélien $SU(2)_L$, l'isospin total T et sa troisième composante T_3 , sont déterminés par l'assignation des particules dans les multiplets de $SU(2)_L$. L'invariance de jauge de la théorie et la nécessité d'une relation linéaire entre Y , T_3 et la charge électromagnétique Q détermine Y à un facteur de normalisation près:

$$Q = T_3 + aY$$

Historiquement, $a = 1/2$ conduit à la relation de Gell-Mann/Nishijima établie pour la symétrie d'isospin forte. La convention ici utilisée sera $a = 1$. Il est intéressant de noter que les fermions peuvent également être classés en spineurs de Weyl gauche, i.e. trois multiplets, chacun étant constitué d'un doublet de fermions et d'un singulet d'antifermion tels que:

$$\psi_L^f = [Q_L^f(3, 2, 1/6), U_R^f(3, 1, -2/3), D_R^f(3, 1, 1/3), L_L^f(1, 2, -1/2), E_R^f(1, 1, 1)]$$

où f représente l'indice de génération ($f = 1, 2, 3$), les deux premiers nombres entre parenthèses indiquent les dimensions des représentations de $SU(3)$ et de $SU(2)$ et le troisième nombre se reporte à l'hypercharge et les associations:

composante $Q_L^f \rightarrow$ doublet gauche de quarks,
 composante $U_R^f \rightarrow$ singulet droit de quark de type up,
 composante $D_R^f \rightarrow$ singulet droit de quark de type down,
 composante $L_L^f \rightarrow$ doublet gauche de leptons,
 composante $E_R^f \rightarrow$ singulet droit de leptons.

Ce classement semble être une indication de l'existence d'une représentation plus générale du Modèle.

b) Le lagrangien du Modèle Standard

Le lagrangien du Modèle Standard minimal se décompose suivant 4 contributions³ notées:

$$\mathcal{L}_{MS} = \mathcal{L}_{Fermion} + \mathcal{L}_{YangMills} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa}$$

Le lagrangien $\mathcal{L}_{Fermion}$ décrit la dynamique des fermions, i.e. leur propagation libre et leurs interactions avec les bosons de jauge au travers de la dérivée covariante précédemment introduite:

$$\mathcal{L}_{Fermion} = \sum_{\psi_L} \bar{\psi}_L i\gamma^\mu D_\mu \psi_L + \sum_{\psi_R} \bar{\psi}_R i\gamma^\mu D_\mu \psi_R$$

Le lagrangien de YangMills contient les termes de propagation libre et d'interaction entre les différents champs de jauge associés aux groupes de symétries locales. En termes de champs tensoriels, ce lagrangien s'écrit:

$$\mathcal{L}_{YangMills} = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_i^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^i - \frac{1}{4} G_a^{\mu\nu} G_{\mu\nu}^a$$

Les deux derniers termes prédisent directement l'existence des couplages trilinéaires et quadrilinéaires pour les champs de jauge associés aux groupes de symétrie non abélienne.

Jusqu'à présent, les champs introduits, qu'ils soient fermioniques ou bosoniques, ne sont pas massifs. L'inclusion d'un terme de masse pour les fermions de spin 1/2 de la forme $m\psi\bar{\psi}$, ou écrit en fonction des composantes gauche et droite, $m(\bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R)$ viole l'invariance $SU(2)_L$ du lagrangien. D'autre part pour les bosons de spin 1, les termes de masse de type $m^2 A^\mu A_\mu$ ne sont pas invariant sous une transformation de jauge des champs A_μ . De tels termes de masse sont donc exclus du lagrangien. Ces deux problèmes peuvent être résolus au moyen d'un mécanisme de génération de masse des bosons de jauge et des fermions en introduisant un doublet de $SU(2)_L$ additionnel: le champ scalaire de Higgs décrivant une particule de spin 0. Le lagrangien de Higgs introduit les termes de masse des bosons par le processus de brisure spontanée de symétrie. Le lagrangien de Yukawa décrit les termes de masse des fermions par le couplage de Yukawa existant entre le boson de Higgs et les fermions.

c) Le mécanisme de Higgs (brisure spontanée de symétrie)

Dans le cadre du Modèle Standard minimal, le secteur de Higgs se réduit à la présence d'un seul doublet complexe de $SU(2)_L$, Φ , dont le lagrangien s'écrit:

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger \Phi)$$

où V est le potentiel du champ de Higgs invariant sous $SU(2)_L$:

$$V(\Phi^\dagger \Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$$

En raison de considérations de stabilité, le potentiel doit croître avec $\Phi^\dagger \Phi$ ce qui implique nécessairement $\lambda > 0$. Le paramètre de masse μ^2 peut cependant être négatif. Dans ce cas, le potentiel V admet un minimum non trivial V_{min} pour lequel

$$\Phi^\dagger \Phi = -\mu^2/2\lambda = v^2/2 > 0$$

où $v/\sqrt{2}$ est la valeur moyenne dans le vide du champ de Higgs. La symétrie $SU(2)_L$ du potentiel de Higgs conduit à une dégénérescence des solutions non triviales. Choisir l'un de ces états particuliers

3. Les contributions provenant des termes de fixation de jauge et des champs virtuels ne sont pas indiquées.

du vide et développer cette solution en une série de Taylor conduit à la brisure de symétrie. Puisque Φ est un doublet complexe de $SU(2)_L$, il est possible de l'écrire sous la forme:

$$\Phi(x) = \exp\left[i\theta_j(x)\frac{\tau_j}{2}\right] \begin{pmatrix} 0 \\ (v + \phi(x))/\sqrt{2} \end{pmatrix}$$

où $\theta_j(x)$ ($j = 1, 2, 3$) et $\phi(x)$ correspondent aux 4 degrés de liberté de Φ . Le terme exponentié peut être simplifié en effectuant une transformation de jauge locale $SU(2)_L$ (choix de jauge unitaire):

$$\Phi(x) \rightarrow \Phi'(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ (v + \phi(x))/\sqrt{2} \end{pmatrix}$$

au terme de laquelle ne subsiste que le champ de Higgs physique $\phi(x)$. Les trois autres degrés de liberté disparus sous l'action de la transformation de jauge locale réapparaissent spontanément sous la double forme de termes de masse et de degrés de liberté longitudinaux pour 3 des 4 champs de jauge du groupe électrofaible G_{EW} .

d) Masse des bosons

En utilisant la représentation unitaire du champ de Higgs Φ et en développant la somme $\tau_i W_\mu^i$ sur une base sphérique,

$$\tau_i W_\mu^i = \sqrt{2}(\tau^+ W_\mu^+ + \tau^- W_\mu^-) + \tau^3 W_\mu^3$$

avec

$$W_\mu^\pm = W_\mu^1 \pm iW_\mu^2,$$

le lagrangien de Higgs devient:

$$\mathcal{L}_{Higgs} = \frac{g_2^2}{4} W_\mu^- W_\mu^+ (v + \phi)^2 + \frac{1}{8} (g_2 W_\mu^3 + g_1 B_\mu) (g_2 W_\mu^3 + g_1 B_\mu) (v + \phi)^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi \partial^\mu \phi) - \frac{\mu^2}{2} (v + \phi)^2 - \frac{\lambda}{4} (v + \phi)^4$$

Les termes proportionnels à v^2 décrivent les contributions de masse des bosons de spin 1. Pour le boson chargé, le terme de la forme $M^2 W_\mu^- W_\mu^+$ définit la masse

$$M_W = \frac{1}{2} v g_2$$

La combinaison linéaire des champs W_μ^3 et B_μ permet d'introduire les champs A_μ et Z_μ tels que

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix}$$

Le champ Z_μ est identifié à un boson neutre de spin 1, le boson Z , dont la masse est définie par le terme proportionnel à $Z_\mu Z^\mu$:

$$M_Z = \frac{v}{2} (g_1^2 + g_2^2)^{1/2}.$$

La seconde combinaison orthogonale A^μ , qui n'apparaît pas dans \mathcal{L}_{Higgs} , est associée à un boson de masse nulle et de spin 1, le photon.

L'angle de rotation, nommé angle électrofaible, est défini en fonction des couplages électrofaibles g_1 et g_2 par:

$$\sin \theta_W = g_1 / (g_1^2 + g_2^2)^{1/2}, \quad \cos \theta_W = g_2 / (g_1^2 + g_2^2)^{1/2}, \quad \tan \theta_W = g_1 / g_2$$

avec la relation fondamentale reliant les masses des bosons W et Z :

$$\rho_0 = M_W^2 / M_Z^2 \cos^2 \theta_W = 1$$

Cette relation reste valide dans le cas général de plusieurs doublets de Higgs (moyennant l'introduction de deux Higgs scalaires chargés et de deux Higgs scalaires neutres pour chaque doublet additionnel), mais est violée dans le cas contraire. La valeur moyenne sur le vide $v/\sqrt{2}$ est mesurable à partir de la correspondance entre le lagrangien effectif de Fermi des courants chargés et le lagrangien complet précédemment calculé:

$$G_F/\sqrt{2} = g_2^2/8M_W^2$$

dont on déduit:

$$v = 2^{-1/4}G_F^{-1/2} = 246.2 \text{ GeV}$$

Les termes résiduels de \mathcal{L}_{Higgs} gouvernent la dynamique du champ scalaire ϕ , i.e. son énergie cinétique, son autocouplage et ses couplages aux bosons W et Z . Ces derniers prédisent des couplages trilineaires et quadrilineaires du Higgs à lui-même ainsi qu'aux autres bosons massifs.

La masse du Higgs, définie par les termes proportionnels à ϕ^2 vaut alors:

$$M_H = (-2\mu^2)^{1/2} = (2\lambda)^{1/2}v$$

mais n'est pas prédite par la théorie.

e) Masse des fermions

Les termes de masse des fermions sont introduits au moyen des couplages de Yukawa entre les champs de fermions (gauche ou droit) et le doublet de Higgs de $SU(2)_L$. Pour les doublets de quarks ou de leptons gauches, q_L et l_L et les singulets droits u_R, d_R, ν_R et l_R , on a pour chaque génération:

$$\mathcal{L} = -g_\nu \bar{l}_L \tilde{\Phi} \nu_R - g_l \bar{l}_L \Phi e_R - g_u \bar{q}_L \tilde{\Phi} u_R - g_d \bar{q}_L \Phi d_R + h.c.$$

où $\tilde{\Phi} = i\tau_2 \Phi^*$. Si l'on suppose l'absence de neutrinos droits (impliquant l'absence de masse pour les neutrinos), $g_\nu = 0$. En utilisant la jauge unitaire, le lagrangien revet la forme simple suivante:

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -((v + \phi)/\sqrt{2})(g_\nu \bar{\nu} \nu + g_l \bar{l} l + g_u \bar{u} u + g_d \bar{d} d)$$

où les termes proportionnels à v conduisent aux masses des fermions:

$$m_f = (v/\sqrt{2})g_f$$

Les contributions proportionnelles à ϕ décrivent le couplage du champ de Higgs aux fermions avec une constante (proportionnelle à la masse) $\frac{m_f}{v}$. La très grande différence d'intensité des constantes g_f suivant la saveur f considérée demeure une faiblesse non comprise du Modèle Standard.

f) La chromodynamique quantique

Contrairement au secteur électrofaible du Modèle, l'interaction forte ne participe pas au processus de brisure de symétrie. Le lagrangien de la QCD s'exprime comme:

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^A G_A^{\mu\nu} + \sum_f \bar{q}^f{}^a(x) i\gamma_\mu D_{ab}^\mu q^f{}^b(x) - \sum_m m_f \bar{q}^f{}^a(x) q_f{}^a(x)$$

où f est la saveur du quark (u, d, \dots, t), $a = 1, 2, 3$, $A = 1, \dots, 8$ et

$$G_{\mu\nu}^A = \partial_\mu G_\nu^A - \partial_\nu G_\mu^A - g_3 C_{BC}^A G_\mu^B G_\nu^C$$

$$D_{ab}^\mu = \delta_{ab} \partial^\mu + i g_3 \frac{\lambda_{ab}^A}{2} G_A^\mu$$

Le développement de ce lagrangien fait apparaître les termes d'interaction de couleur entre les quarks et les gluons ainsi que les termes d'interaction cubique et quadratique des gluons, caractéristiques de la nature non-abélienne de $SU(3)_C$. Les vertex correspondants (quarks-gluon et multigluons) se manifestent dans l'étude de l'interaction électrofaible au travers des corrections radiatives d'ordres supérieurs.

Contrairement à la QED, chaque quark est porteur de la même charge de couleur forte. L'analogie de la constante de structure fine de la QED est la constante de structure forte de la QCD, $\alpha_s = g_3^2/4\pi$. En raison de la valeur importante de α_s ($\alpha_s = 0.119 \pm 0.003$ pour $\sqrt{s} = M_Z$) et de la présence d'interactions entre les gluons, la QCD présente des propriétés très différentes de la QED. En particulier la liberté asymptotique: la constante de couplage α_s diminue fortement avec la distance d'interaction de telle manière que le développement perturbatif reste applicable même pour les grands moments de transfert. Les prédictions qui en découlent ont été confirmées et la variation de α_s a été testée à différentes échelles d'énergie.

La dépendance de la constante de couplage forte renormalisée en fonction de l'échelle de renormalisation μ considérée est donnée par [3]:

$$\alpha_s(\mu^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \log(\mu^2/\Lambda^2)} \left[1 + \frac{6(153 - 19n_f)}{(33 - 2n_f)^2} \frac{\log(\log(\mu^2/\Lambda^2))}{\log(\mu^2/\Lambda^2)} + \dots \right]$$

où n_f est le nombre de saveurs de quarks.

Cette équation illustre parfaitement la liberté asymptotique (α_s décroît quand μ^2 augmente) ainsi que la dépendance en $\Lambda \simeq 300 \text{ MeV}$ (ce dernier paramètre d'échelle de QCD caractérisant l'intensité de l'interaction véhiculée par le gluon et l'échelle d'énergie en dessous de laquelle la constante α_s devient forte).

L'augmentation de l'intensité du couplage à basse énergie conduit à la dernière propriété de QCD: l'interaction forte génère un confinement des quarks et des gluons qui ne rend observable que les états liés incolores et qui donne naissance aux systèmes liés $q_1 q_2 q_3$ (baryons) et $q\bar{q}$ (mésons). La nature de la dynamique qui régit cette hadronisation n'est pas complètement comprise et requiert des modèles phénoménologiques pour leur description (modèles des cordes, des amas, etc ..). Enfin, une approche non perturbative du monde hadronique telle qu'elle se réalise dans les règles de somme QCD ou les calculs sur réseaux (formulation discrétisée de l'espace-temps euclidien) aboutit à une présomption indirecte de l'existence d'une brisure spontanée de la symétrie chirale; cette dernière engendrerait l'existence de condensats de gluons (états liés incolores) encore inobservés à ce jour.

g) La matrice CKM

Les états propres de symétrie électrofaible peuvent être différents des états propres de masse (observables) construits comme une combinaison linéaire des premiers. Ce mélange d'états se produit entre des fermions présentant des nombres quantiques identiques, i.e. pour une même famille de neutrino, de leptons chargés, de quarks de type u et de quark de type d respectivement. Les bases spinorielles des états propres de symétrie et des états propres de masse sont reliées par une transformation unitaire dans l'espace des saveurs $V_{L,R}^\alpha$, $\alpha = u, d, l, \nu$ ($V^\dagger V = V V^\dagger = 1$). Les courants électromagnétique et faible neutre ne sont pas affectés par cette transformation car $V_{L,R}^\alpha$ et $V_{L,R}^{\alpha\dagger}$ commutent avec les matrices de Dirac de manière à ce que $V^\dagger V = 1$. L'absence de changement de saveur dans les courants neutres à l'ordre de Born (encore appelé mécanisme de GIM) est ainsi préservé. Le courant faible chargé en revanche ne possède pas cette propriété. Dans le secteur leptonique, la base des trois neutrinos peut être modifiée par une transformation $V_L^{l\dagger} V_L^\nu$ sans aucun effet physique observable tant que les neutrinos possèdent la même masse. Dans le cas contraire, un traitement

similaire à celui des quarks doit être appliqué.

Pour N générations de quarks, la matrice $N \times N$ unitaire V présente $N(N-1)/2$ angles de mélange et $(N-1)^2 - N(N-1)/2$ phases, i.e. pour $N = 2$, un angle de mélange (l'angle historique de Cabbibo) et pour $N = 3$, trois angles et une phase.

Par convention, les matrices V appliquées aux quarks de type d ($Q = -1/3$) vérifient,

$$d_{L,i} \rightarrow (V_L^u \dagger V_L^d)_{ij} d_L^j.$$

Le produit des matrices V est appelé matrice de mélange des quarks (matrice de Cabbibo, Kobayashi, Maskawa):

$$V_{CKM} = V_L^u \dagger V_L^d$$

et décrit la transformation entre les états propres de symétrie q' et les états propres de masse q :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

Les éléments V_{ij} de la matrice V_{CKM} ne sont pas prédits par la théorie mais inférés des résultats expérimentaux mettant en jeu le courant faible chargé, c'est à dire les processus introduisant un vecteur boson W^\pm . Dans le cas de trois (ou plus) générations de quarks, la matrice contient une (ou plus) phase complexe qui conduit à des manifestations de la violation de la symétrie CP dans le Modèle Standard.

L'information expérimentale indique que les éléments de matrice diagonaux sont grands et que les éléments de matrice non diagonaux sont faibles. La paramétrisation de Wolfenstein rend compte de cette hiérarchie suivant l'approximation suivante:

$$V_{CKM} \sim \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}$$

Expérimentalement [1], $\lambda \simeq 0.22$, $A \simeq 0.82$, $\sqrt{\rho^2 + \eta^2} \simeq 0.4$, $\eta \simeq 0.3$. La mesure des 4 paramètres indépendants CKM est particulièrement importante car si le secteur de Higgs se révèle plus complexe ou s'il existe des fermions additionnels très massifs, les prédictions du Modèle Standard pour la violation de CP ne seront plus valables. La matrice CKM est unitaire dans le Modèle Standard mais pas nécessairement dans le cadre de ses extensions. La relation entre les éléments de matrice qui découle de l'unitarité,

$$V_{td}V_{ud}^* + V_{ts}V_{us}^* + V_{tb}V_{ub}^* = 0$$

est donc intéressante à tester expérimentalement.

h) Les courants électrofaibles

Les interactions électrofaibles entre fermions s'effectuant par échange d'un boson (γ, Z, W^\pm ou H) sont décrites en terme de courants d'échange, i.e. de termes bilinéaires en champs de fermions. A l'aide des matrices de Dirac, le terme bilinéaire le plus général fonction des champs fermioniques se décompose sur une base de 16 termes définis selon leur propriétés sous les transformations de Lorentz. On distingue: les scalaires ($\bar{\Psi}1\Psi$, un terme), les pseudoscalaires ($\bar{\Psi}\gamma^5\Psi$, un terme), les vecteurs ($\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi$, 4 termes), les axio-vectoriels ($\bar{\Psi}\gamma^\mu\gamma^5\Psi$, 4 termes) et les tenseurs ($\bar{\Psi}\gamma_2^\mu[\gamma^\mu, \gamma^\nu]\Psi$, 6 termes). En utilisant les définitions (naturelles) suivantes du courant d'hypercharge, du courant chargé gauche faible et du courant neutre faible,

$$J_\mu^Y = \bar{\Psi}\gamma_\mu\Psi, \quad J_\mu^\pm = \bar{\Psi}_L\gamma_\mu\tau^\pm\Psi_L, \quad J_\mu^3 = \bar{\Psi}_L\gamma_\mu\frac{\tau^3}{2}\Psi_L$$

et en rassemblant les contributions du lagrangien correspondant aux couplages entre fermions et boson,

$$\mathcal{L}_{int} = -(g_1 g_2 / (g_1^2 + g_2^2)^{1/2}) A_\mu J_{EM}^\mu - (g_1^2 + g_2^2) Z_\mu J_{NC}^\mu - (g_2 / \sqrt{2}) (W_\mu^+ J_+^\mu + W_\mu^- J_-^\mu),$$

on en déduit les courants se couplant aux champs des bosons de jauge A , Z et W respectivement:

$$\begin{aligned} J_{EM}^\mu &= J_3^\mu + J_Y^\mu = Q \bar{\Psi} \gamma^\mu \Psi, \\ J_{NC}^\mu &= J_3^\mu + \sin^2 \theta_W J_{EM}^\mu = \bar{\Psi} \gamma^\mu \frac{g_V - g_A \gamma^5}{2} \Psi, \\ J_\pm^\mu &= \bar{\Psi} \gamma^\mu \frac{V - A \gamma^5}{2} \tau^\pm \Psi. \end{aligned}$$

Le photon se couple aux fermions chargés gauche ou droit avec une égale intensité alors qu'il ne se couple pas aux neutrinos. Q représente la charge électromagnétique du fermion en unité de charge électrique positive e . La relation entre la constante de structure fine $\alpha_{em} = e^2/4\pi$ et les constantes de couplage g_1 et g_2 est:

$$e^2 = 4\pi\alpha_{em} = g_1^2 g_2^2 / (g_1^2 + g_2^2) = g_1^2 \cos^2 \theta_W = g_2^2 \sin^2 \theta_W$$

Les équations ci-dessus définissent les constantes de couplages vectorielle g_{Af} et axio-vectorielle g_{Vf} du courant neutre faible qui dépend de la saveur du fermion f :

$$\begin{aligned} g_{Af} &= T_3^f \\ g_{Vf} &= T_3^f - 2q_f \sin^2 \theta_W \end{aligned}$$

où q_f est la charge électromagnétique du fermion f en unité de charge e ($e > 0$).

Les constantes de couplage axiale et axio-vectorielle pour le courant faible chargé sont identiques pour tous les fermions:

$$A = 1, \quad V = 1$$

et montre la structure dite "V-A" caractéristique de ce courant.

Les constantes de couplage correspondantes gauche et droite sont:

$$g_{Lf} = T_3^f - q_f \sin^2 \theta_W, \quad g_{Rf} = -q_f \sin^2 \theta_W$$

pour le courant neutre faible ($J_{NC}^\mu = \bar{\Psi}_L \gamma^\mu g_{Lf} \Psi_L + \bar{\Psi}_R \gamma^\mu g_{Rf} \Psi_R$) et

$$L = 1, \quad R = 0$$

pour le courant faible chargé ($J_\pm^\mu = \bar{\Psi}_L \gamma^\mu \tau^\pm L \Psi_L$).

i) Renormalisation et corrections radiatives d'ordres supérieurs

Le théorème fondamental établissant d'une manière générale qu'une théorie de jauge dont la symétrie est brisée spontanément par le mécanisme de Higgs est renormalisable (i.e. calculable à tous les ordres du développement perturbatif) a été démontré par 't Hooft en 1971. Pour une théorie chirale telle que le Modèle Standard, une complication supplémentaire intervient avec l'existence des anomalies chirales: dans le cadre d'une théorie classique des champs, une telle anomalie se manifeste par la brisure de la symétrie du lagrangien classique au moment de l'introduction des processus de

quantification, régularisation et renormalisation de la théorie. A titre d'exemple, ceci intervient avec le paramètre Λ_{QCD} de la chromodynamique quantique apparaissant avec les processus de régularisation et de renormalisation, qui conduit à une brisure de l'invariance d'échelle de QCD (en d'autres termes, il existe une échelle d'énergie pour laquelle les observables physiques renormalisées sont définies et qui rend les quantités sans dimension dépendantes du rapport de l'échelle d'énergie de la théorie à l'échelle d'énergie du processus physique, Q/μ).

Au niveau quantique, la symétrie chirale du Modèle Standard est à priori violée et les courants ne sont pas conservés. Cette anomalie est générée par des boucles triangulaires où interviennent un vertex axial et deux vertex vectoriels. Ce problème rédhibitoire est heureusement évité dans le Modèle Standard car les nombres quantiques des quarks et des leptons de chaque famille induisent une remarquable annulation de cette anomalie (les quantités incriminées telles par exemple $Tr(T_+T_-T_3)$, s'annulent séparément pour chaque famille de fermions). Cette remarquable (et apparemment miraculeuse!) propriété dérive de celles issues des groupes de symétrie étendus susceptibles d'inclure $SU(2) \otimes U(1)$ du Modèle Standard.

Le modèle Standard étant renormalisable, les corrections radiatives d'ordres supérieurs qui jouent un rôle crucial dans les mesures de précision effectuées au Lep peuvent être calculées. Celles-ci interviennent essentiellement (et pour ce qui nous intéresse) dans les processus à courant neutre, la masse du boson W et les mesures des couplages à trois bosons de jauge. Le "state of the art" du calcul des corrections radiatives inclut tous les diagrammes à une boucle et les corrections à deux boucles dominantes. Des techniques de resommation (resommation à la Dyson des fonctions de polarisation du vide) ainsi que des techniques de renormalisation pour les contributions logarithmiques majeures QED et QCD sont implémentées [1].

La contribution majeure des corrections radiatives provient des logarithmes dominants (i.e. termes de la forme $(\alpha_{em}/\pi \log(M_Z/m_{f \text{ light}}))^n$ où $f \text{ light}$ représente un fermion léger). Ceux-ci dominent notamment l'évolution de la constante de couplage α_{em} depuis $\sqrt{s} = m_e$ jusqu'à $\sqrt{s} = M_Z$. De plus les corrections issues des photons radiatifs dans l'état initial modifient sensiblement la forme de la courbe de résonance du Z observée à Lep1.

De manière générale, pour un processus inclusif $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}X$ avec $f \neq e^-$ et X incluant un ensemble composé de photons et de gluons additionnels, la section efficace physique peut être écrite de manière approchée sous la forme convolutive suivante:

$$\sigma(s) = \int_{z_0}^1 dz \hat{\sigma}(zs) G(z, s)$$

où $\hat{\sigma}$ est la section efficace du processus élémentaire et $G(z, s)$ une fonction de radiation décrivant les effets de radiation dans l'état initial; $\hat{\sigma}$ inclut les corrections purement faibles, les effets de radiation dans l'état final (à la fois des γ et des gluons) ainsi que les contributions non factorisables (interférences ISR/FSR, boîtes, etc ..) suffisamment petites de manière à être absorbées dans une section efficace modifiée.

La fonction de radiation peut être développée suivant l'expression:

$$G(z, s) = \delta(1 - z) + \sum_{n=0}^{\infty} (\alpha_{em}/\pi)^n \sum_{i=0}^n a_{ni} L^i$$

avec $L_i = \ln(s/m_e^2) \simeq 24.2$ pour $\sqrt{s} \simeq M_Z$. Les termes de premier ordre et de deuxième ordre sont tous connus exactement. La séquence des contributions logarithmiques dominantes et sous-dominantes peut être exponentiée (suivant le formalisme des fonctions de structure). La convolution déplace la pic de la résonance de +110 MeV et réduit son amplitude de 26%. L'exponentiation se révèle importante car elle induit un déplacement du pic de l'ordre de 14 MeV.

Parmi les corrections radiatives électrofaibles à une boucle, il est une classe remarquable de contributions qui dépendent de la masse du quark top, le plus massif, suivant:

$$\sim G_F m_t^2$$

Celles-ci apparaissent à la fois dans les diagrammes de polarisation du vide (universel) et dans le vertex corrigé à une boucle $Z \rightarrow b\bar{b}$ (non universel). Les corrections radiatives sont en revanche beaucoup moins sensibles au paramètre fondamental du secteur scalaire, la masse du boson de Higgs. La dépendance des diagrammes à une boucle n'est que logarithmique (et si $M_H \gg M_W$):

$$\sim G_F M_W^2 \log(M_H^2/M_W^2)$$

et les termes quadratiques $\sim G_F^2 M_H^2$ qui apparaissent seulement dans l'ordre à deux boucles sont trop faibles pour être mesurables. La différence avec le cas précédent du quark top résulte dans l'existence et dans la nature d'une symétrie accidentelle globale $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$ brisée spontanément en une symétrie globale $SU(2)_V$ appelée symétrie "custodiale". Cette symétrie préservant les couplages du Higgs à l'ordre le plus bas, l'intensité des corrections est écrantée logarithmiquement.

1.2.1 Statut du Modèle Standard

a) Les succès du Modèle Standard

La question "Pourquoi croyons nous au Modèle Standard?" renvoie la réponse triviale: "en raison de ses succès expérimentaux!". La principale leçon des tests expérimentaux de la théorie électrofaible réalisés auprès des collisionneurs de l'ère Lep/SLD/Tevatron est l'excellent accord entre les mesures des observables physiques et leur prédiction du Modèle Standard comme le résume la table 1.2. Il a été vérifié que les couplages des quarks et des leptons aux bosons de jauge W et Z étaient précisément ceux prédits par la symétrie de jauge $SU(2) \otimes U(1)$ qui s'en trouve définitivement établie. La précision atteinte de ces tests (variant du pour mille au pourcent) implique la validité de la structure des corrections quantiques introduites. La masse du boson faible neutre Z a été mesurée avec une précision remarquable ($M_Z = 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}$) nécessitant par là-même la prise en compte d'effets physiques parfois inattendus (effets de marée terrestre, conséquences hydrologiques des précipitations déformant l'anneau du Lep, retour de courants de fuite dû à la circulation des trains!). La mesure des autres paramètres fondamentaux directement accessible s'est poursuivie avec la masse du boson chargé W^\pm et les résultats préliminaires des analyses de Lep2 sont d'ores et déjà meilleurs que ceux obtenus au cours du RunI du Tevatron (figure 1.1).

Mais le succès du Modèle Standard ne réside pas seulement dans l'excellence des comparaisons expérience-théorie, il se traduit également par son caractère prédictif d'observables physiques inaccessibles de manière directe à Lep, telle la masse du quark top (table 1.3). Le grand succès de la théorie liée aux calculs des corrections radiatives a été exploité dans le secteur scalaire du boson de Higgs avec toutefois une sensibilité moins importante. Comme l'illustre la figure 1.4, le domaine d'existence favorisé du Higgs (dans le cadre Standard), lié aux contraintes imposées par les mesures de précision, est clairement circonscrit dans une région de basse masse [4] correspondant à (figure 1.4):

$$M_H = 88_{-35}^{+53} \text{ GeV}$$

Il est intéressant de noter que le Modèle Supersymétrique Minimal restreint encore considérablement le domaine théoriquement autorisé ($M_H \lesssim 130 \text{ GeV}$ dans le MSSM et $M_H \lesssim 150 \text{ GeV}$ dans ses extensions non minimales). La découverte à Lep2 de plusieurs événements candidats Higgs à une masse proche de 115 GeV a suscité un vif encouragement bien que la faiblesse de la statistique n'a pas permis de conclure positivement quant au signal.

Observables	Expérience(s)	Mesure	Modèle Standard	"pull"
M_Z (GeV)	Lep	91.1875 ± 0.0021	91.1874 ± 0.0021	0.03
Γ_Z (GeV)	Lep	2.4952 ± 0.0023	2.4963 ± 0.0016	-0.5
Γ_{had} (GeV)	Lep	1.7444 ± 0.0020	1.7427 ± 0.0015	-
Γ_{inv} (MeV)	Lep	499.0 ± 1.5	501.74 ± 0.15	-
Γ_{l+l-} (MeV)	Lep	83.984 ± 0.086	84.018 ± 0.028	-
σ_{had}^0 (nb)	Lep	41.540 ± 0.037	41.479 ± 0.014	1.6
R_l	Lep	20.767 ± 0.025	20.743 ± 0.018	1.1
R_e	Lep	20.804 ± 0.050	20.743 ± 0.018	1.2
R_μ	Lep	20.785 ± 0.033	20.743 ± 0.018	1.30
R_τ	Lep	20.764 ± 0.045	20.788 ± 0.018	-0.5
$A_{FB}^{0,l}$	Lep	0.01714 ± 0.00095	0.01648 ± 0.0003	0.7
$A_{FB}^{0,e}$	Lep	0.0145 ± 0.0025		-0.8
$A_{FB}^{0,\mu}$	Lep	0.0169 ± 0.0013		0.3
$A_{FB}^{0,\tau}$	Lep	0.0188 ± 0.0017		1.4
R_b	Lep+SLD	0.21646 ± 0.00065	0.21572 ± 0.00015	1.1
R_c	Lep+SLD	0.1719 ± 0.0031	0.1723 ± 0.0001	-0.1
$A_{FB}^{0,b}$	Lep	0.0990 ± 0.0017	0.1039 ± 0.0009	-2.9
$A_{FB}^{0,c}$	Lep	0.0685 ± 0.0034	0.0743 ± 0.0007	-1.7
A_b	SLD	0.922 ± 0.020	0.9348 ± 0.0001	-0.6
A_c	SLD	0.670 ± 0.026	0.6683 ± 0.0005	0.06
$A_{LR}(hadrons)$	SLD	0.15138 ± 0.00216	0.1483 ± 0.0012	1.4
$A_{LR}(leptons)$	SLD	0.1544 ± 0.0060		1.0
$A_l(\mathcal{P}_\tau)$	Lep	0.1465 ± 0.0033		-0.5
$\sin^2\theta_{eff}^{lept}(Q_{FB})$	Lep	0.2324 ± 0.0012	0.23136 ± 0.00015	0.9
$\sin^2\theta_{eff}^{lept}(A + Q_{FB})$	Lep+SLD	0.23152 ± 0.00017	0.23136 ± 0.00015	0.9

TAB. 1.2: Principales observables physiques \mathcal{O}_{bs} au pôle du Z , leur valeur expérimentale, leur prédiction théorique déterminée à partir des paramètres standards du meilleur ajustement global et le résidu ($= (\mathcal{O}_{bs}^{mes} - \mathcal{O}_{bs}^{fit})/\sigma(\mathcal{O}_{bs}^{mes})$). $\Gamma_{had,inv,l+l-}$ ne sont pas indépendantes mais mentionnées ici à titre indicatif [4].

Paramètre	Lep (incluant $M_W(\text{Lep200})$)	Données complètes (sauf $M_W(\text{Lep200})$ et $m_t(p\bar{p})$)	Tevatron	Données complètes
m_t (GeV)	186_{-11}^{+13}	169_{-9}^{+12}	174.3 ± 5.1	$175.8_{-4.3}^{+4.4}$

TAB. 1.3: Mesures indirectes et directes de la masse du quark top [5].

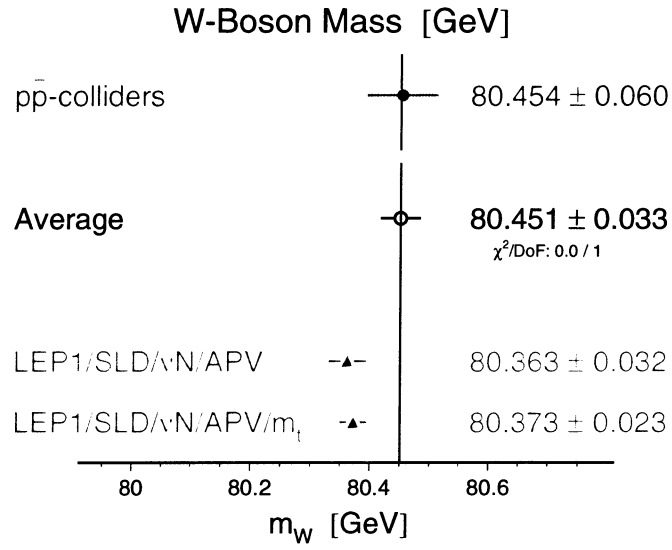


FIG. 1.1: Déterminations de la masse du boson W , directes ($Lep2$, $Tevatron$) et indirectes ($Lep1$, SLD , νN). Extrait de [5].

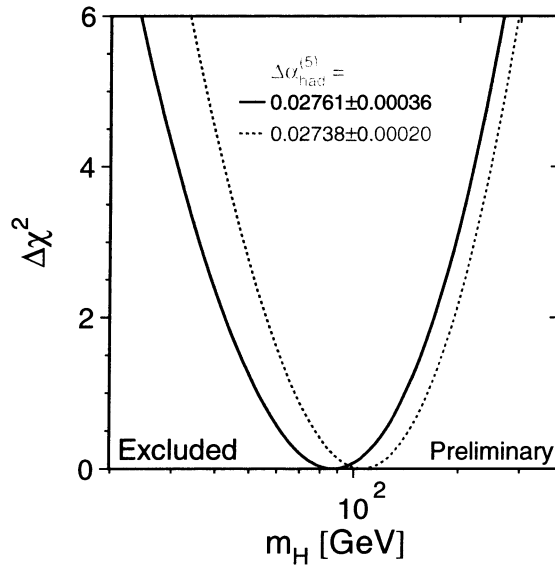


FIG. 1.2: Variation du χ^2 de l'ajustement de l'ensemble des données expérimentales au Modèle Standard en fonction de la masse du boson de Higgs. La zone grisée représente le domaine d'exclusion obtenu à partir des recherches directes du Higgs. Extrait de [5].

1.2.2 Les limites du Modèle Standard et ses extensions

Le Modèle Standard, bien que vérifié expérimentalement à l'échelle d'énergie $\mathcal{O}(100) \text{ GeV}$ avec une excellente précision, présente des limites conceptuelles qui rendent improbables son application aux énergies ultimes de grande unification, proche de l'énergie de la masse de Planck $M_{Planck} \sim 10^{19} \text{ GeV}$. Cette intuition théorique, renforcée par des indications fortes fournies par l'expérience, conduit naturellement à l'élaboration de nouveaux modèles vraisemblables et à la mise au point des tests afférents. La clé de voûte du Modèle Standard demeure le phénomène de brisure spontanée de symétrie par le mécanisme de Higgs d'où l'importance de l'activité de recherche du boson scalaire de Higgs à Lep notamment. La masse du boson de Higgs est à priori un paramètre inconnu du Modèle Standard. Il existe cependant un certain nombre de raisons théoriques qui mettent cette masse à la portée des collisionneurs actuels et du futur proche.

La contrainte d'unitarité perturbative est issue de l'étude de la diffusion élastique $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$. L'amplitude correspondant à ce processus est une fonction quadratique de M_H . Sa borne supérieure liée à l'unitarité de la diffusion limite M_H à la masse extrême de 850 GeV .

Les équations du groupe de renormalisation à une boucle pour l'autocouplage de Higgs présentent un comportement suivant deux régions :

- le couplage varie logarithmiquement avec l'échelle d'énergie:

$$\lambda(Q) = \lambda(v) / (1 - \frac{3\lambda(v)}{4\pi^2} \ln(Q^2/v^2))$$

où Q indique l'échelle d'énergie. Si $Q^2 \ll v^2$, $\lambda \rightarrow 0$ et la théorie devient non interagissante, i.e. triviale. En revanche, si l'on veut que l'équation reste valide jusqu'à une échelle d'énergie $Q = \Lambda$ à laquelle une physique inconnue peut intervenir, il apparait un pôle de Landau à $Q_P = v \cdot \exp(2\pi^2/3\lambda)$; λ étant une forme quadratique de M_H , on obtient ainsi une borne supérieure sur la masse qui est une fonction décroissante de l'échelle jusqu'à laquelle on veut que la théorie reste valide. Cette limite est illustrée par la figure 1.3.

- le couplage λ varie avec le couplage de Yukawa du quark top.

La décroissance de λ avec l'échelle d'énergie peut engendrer un potentiel dont les valeurs sont plus petites que le minimum électrofaible et donc une instabilité du vide. Pour que le comportement de λ ne déstabilise pas la théorie avant l'échelle $\Lambda = Q$, il faut une valeur de $\lambda(Q^2 = v^2)$ suffisamment grande donc une limite inférieure sur la masse du Higgs. Cette limite est illustrée par la figure 1.3.

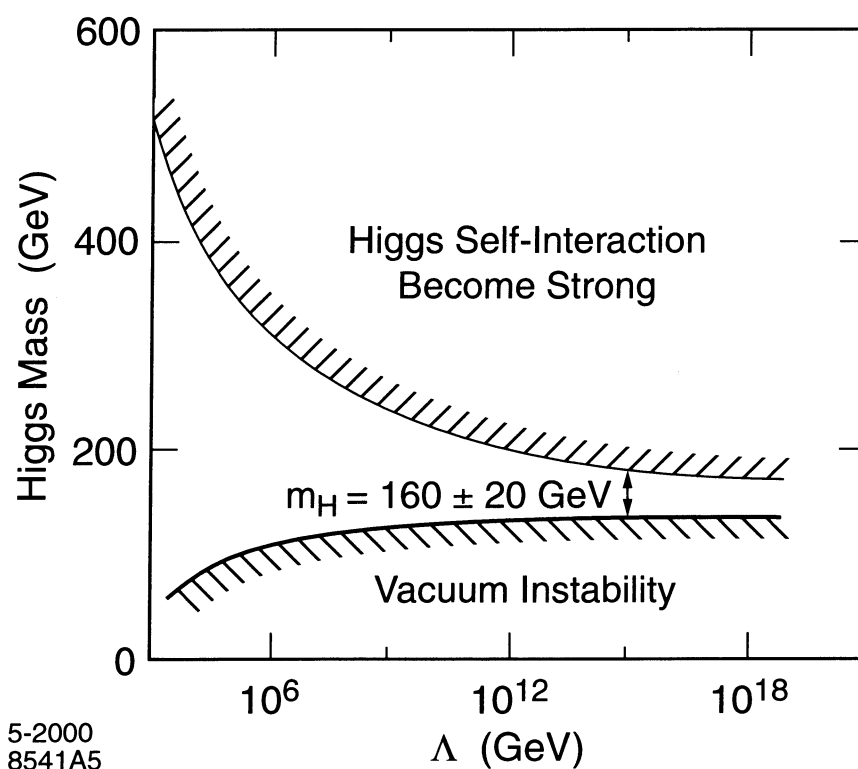
La recherche du boson de Higgs standard effectué à Lep1 puis à Lep2 n'a pas permis de mettre en évidence l'existence de cette particule, toutefois une limite importante (à 95% de niveau de confiance) sur sa masse a été établie en combinant l'ensemble des résultats des recherches directes à Lep:

$$M_H > 114.1 \text{ GeV}$$

Comme nous l'avons vu auparavant, les limites indirectes de masse du boson de Higgs issues des mesures de précision réalisées à Lep contraignent fortement le domaine de validité possible: un Higgs standard de masse faible est clairement favorisé.

Quelle que soit la masse du Higgs envisagée, le Modèle Standard ne peut s'affranchir du problème de hiérarchie de jauge relié à la présence du champ scalaire de Higgs qui engendre des divergences quadratiques: le Modèle Standard ne peut donc pas rendre compte naturellement de l'extrême différence entre l'échelle d'énergie des interactions faibles ($\mathcal{O}(250 \text{ GeV})$) et l'échelle d'énergie de grande unification ($\mathcal{O}(10^{16} - 10^{18} \text{ GeV})$) proche de l'échelle de gravité quantique $M_{Planck} = 10^{19} \text{ GeV}$.

En résumé, le secteur de Higgs apparait très peu contraint par la théorie et son apparition semble bien peu naturelle. En particulier, la masse du boson de Higgs ainsi que celles des fermions ne sont



5-2000
8541A5

FIG. 1.3: Valeurs de M_H et de l'échelle d'énergie Λ pour lesquelles le Modèle Standard existe, i.e. les développements perturbatifs de la théorie électrofaible convergent. La région supérieure est interdite en raison des autocouplages divergents du Higgs. La région inférieure est interdite en raison de l'instabilité du vide.

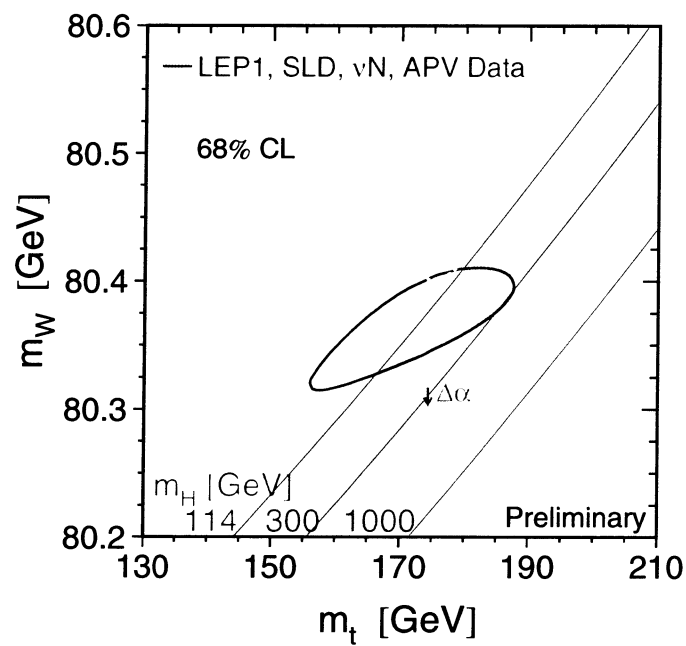


FIG. 1.4: Diagramme de la masse du boson W en fonction de la masse du quark top. La bande colorée indique le domaine validé par le Modèle Standard. Les contours représentent les niveaux de confiance (68%) des résultats expérimentaux directs (contour vert pointillé) et indirects (contour rouge solide) [5].

pas prédictibles.

Le Modèle Standard possède également d'autres défauts comme son grand nombre de paramètres libres, la méconnaissance du mécanisme à l'origine de la violation de CP, la structure de groupe de jauge par produit direct qui ne réalise pas une véritable unification des forces et dont l'assignation des nombres quantiques semble mystérieuse. Enfin, le Modèle Standard est incapable de décrire la quatrième force fondamentale qu'est la gravitation.

Deux solutions sont généralement présentées pour résoudre partiellement ou quasi complètement les questions précédentes:

- La première solution consiste à conserver un secteur scalaire stabilisé au prix de l'introduction d'une symétrie additionnelle entre bosons et fermions, la supersymétrie dont l'algèbre est l'unique extension non triviale de l'algèbre de Poincaré. De nombreux modèles Susy existent et diffèrent par la richesse de leur secteur scalaire, la conservation/violation de nombres quantiques supplémentaires et tous ces modèles permettent d'annuler naturellement les catastrophiques divergences quadratiques en tenant compte des partenaires supersymétriques. Ils fournissent également une réponse élégante possible au problème de la matière noire froide et peuvent s'inscrire naturellement dans une vision plus générale et plus unificatrice du monde subnucléaire: l'univers des supercordes. Enfin la nécessaire brisure spontanée de la supersymétrie peut être introduite au moyen de la gravité quantique (supergravité). Le spectre en masse des particules supersymétriques est contraint par leur contribution dans les corrections d'ordres supérieurs, notamment les contributions intervenant dans le calcul de la masse du Higgs renormalisée. Ainsi les masses des partenaires supersymétriques des particules actuellement connues ne doivent-elles pas excéder des valeurs de l'ordre du 1 TeV . Le Modèle supersymétrique le plus simple, le MSSM, apparaît comme une théorie parfaitement définie, consistante et calculable à tous les ordres perturbatifs. La supersymétrie intégrant le Modèle Standard par construction comme une théorie effective, elle vérifie de manière satisfaisante les résultats expérimentaux de précision de Lep1 (d'autant plus que le nombre de paramètres libres est important).

Les modèles supersymétriques avec conservation de la R-parité offrent en plus un candidat naturel pour la matière noire froide avec la particule supersymétrique stable la plus légère, le neutralino. Ce dernier, avec une masse de l'ordre de 100 GeV conviendrait parfaitement en tant que candidat possible à la composante de matière (dominée par la matière noire non baryonique) de l'univers $\Omega_m \simeq 0.35$.

- La seconde solution, appelée compositivité, consiste à interpréter le boson de Higgs comme un condensat de nouvelles particules (les techniparticules) ou comme un état lié de fermions. L'origine de cette structure serait une nouvelle force "forte", la force de technicouleur qui serait responsable de l'émergence d'une pléthore de technihadrons éventuellement accessibles avec le futur collisionneur LHC. Le problème le plus sérieux est que, jusqu'à présent, aucun modèle composite réaliste n'a pu être construit. De plus, ces modèles semblent fortement défavorisés par les résultats expérimentaux à moins de renforcer leur complexité et accroître leur aspect artificiel.

Actuellement, l'indication phénoménologique la plus directe en faveur de la supersymétrie est l'unification des constantes de couplage dans les théories de grande unification. À l'aide des équations du groupe de renormalisation et des mesures de précision effectuées à Lep, il est possible de calculer la valeur des constantes de couplage associées aux trois forces en fonction de l'énergie. Dans le cadre des modèles supersymétriques et si $M_{Susy} \sim 1 - 10\text{ TeV}$, on observe clairement une intersection unique des constantes de couplage à une échelle d'énergie de l'ordre de 10^{16} GeV (figure 1.5) alors que cet espoir d'unification est absent dans le Modèle Standard ou les modèles de grande unification sans supersymétrie.

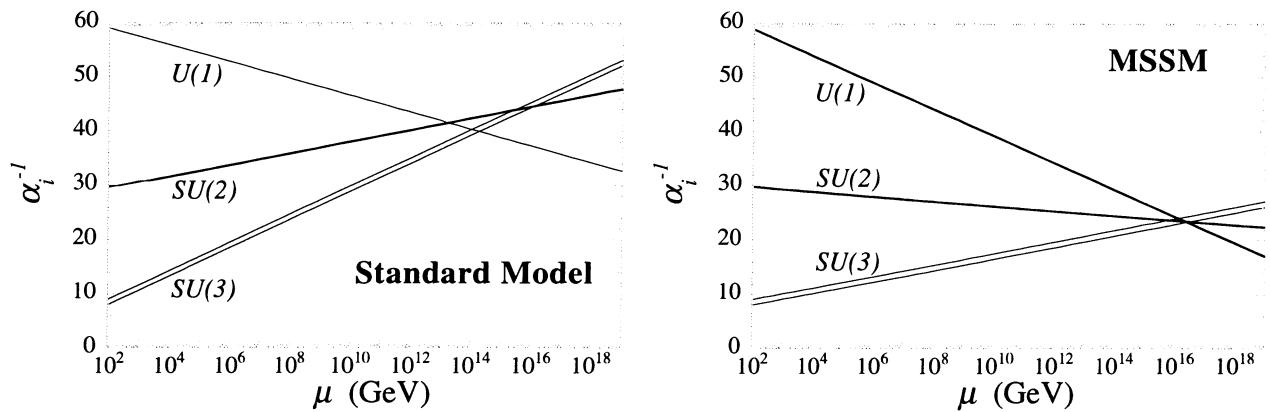


FIG. 1.5: Evolution des constantes de couplage en fonction de l'échelle d'énergie dans le cadre du Modèle Standard (figure de gauche) et dans le cadre supersymétrique minimal (figure de droite). Les constantes α_1, α_2 et α_3 correspondent aux constantes de couplage associées respectivement aux groupes de jauge $U(1)_Y$, $SU(2)_L$ et $SU(3)_C$.

1.3 Le Lep et l'expérience Delphi

Nous avons brièvement décrit le cadre théorique général du monde subnucléaire, nous allons maintenant présenter les outils qui ont permis ici de tester expérimentalement sa validité.

1.3.1 Le Lep

Le collisionneur e^+e^- Lep (Large Electron Positron Collider) est un anneau circulaire de 26.7 kilomètres situé au Cern près de Genève. Cette machine a été proposée en 1976 afin d'étudier les propriétés des bosons Z et W^\pm prédits par la théorie électrofaible. Deux phases ont été réalisées: la première appelée Lep1 (1989-1995) avec une énergie de faisceau limitée à 55 GeV et dédiée à la production massive de bosons Z et la seconde appelée Lep2 (1996-2000) au cours de laquelle l'énergie de collision e^+e^- a augmenté progressivement pour finalement dépasser 200 GeV.

Le système d'injection des faisceaux du Lep est constitué d'un ensemble de trois préaccélérateurs. La production initiale d'un faisceau d'électrons est réalisée par extraction d'un filament. Les positrons sont produits dans le LIL (Lep Injector Linacs) à partir de paquets d'électrons de grande intensité et d'énergie 200 MeV frappant une cible de tungstène. Ces électrons et positrons sont ensuite accélérés jusqu'à 600 MeV, stockés et accumulés dans l'anneau EPA (Electron Positron Accumulating Ring). Ils sont ensuite accélérés dans le PS jusqu'à l'énergie de 3.5 GeV nécessaire à leur injection dans le SPS qui porte leur énergie à 20 – 22 GeV et les transfère dans l'anneau du Lep où ils sont accélérés à l'énergie de collision désirée. Ce système permet un remplissage du Lep en 10 minutes avec des faisceaux d'intensité moyenne de 3 à 5 mA. Ces faisceaux sont maintenus sur leur trajectoire et focalisés par 3300 aimants dipolaires et 800 aimants quadropolaires, leur énergie restant constante grâce à des cavités accélératrices RF (supraconductrices ou non) situées en des points opposées de l'anneau. Différentes configurations de paquets d'électrons et de positrons ont été utilisées au cours du fonctionnement du Lep, ceux-ci circulant en sens inverse dans le tube à vide et se croisant toutes les 22.2 μs dans les 4 sections droites où sont installées les détecteurs Aleph, Delphi, L3 et Opal. Afin de minimiser les interactions faisceau-gaz, le vide a été poussé jusqu'à $2 \cdot 10^{-10}$ Torr dans les zones d'interaction des faisceaux. Le faible bruit de fond produit par la machine dans les détecteurs ainsi

que la mise en place de masques ont permis de réduire le diamètre initial du tube à vide de 15.6 *cm* à environ 10 *cm* aux endroits où les paquets entrent en collision et ainsi d'installer des détecteurs de vertex situés très près du vertex primaire. La phase Lep2 a été une phase d'exploitation de données à énergies croissantes. Au fur et à mesure de l'installation des cavités supraconductrices accélératrices (288/56 cavités Sc/Cu à la fin 1999), la tension RF accélératrice disponible a augmenté (figure 1.6) permettant de passer d'une énergie de collision initiale de 130 – 140 *GeV* (en 1995), à 161 *GeV* au seuil de production des W^+W^- en 1996 et puis 172 *GeV* la même année. En 1997, une énergie fixe de 183 *GeV* a été délivrée, passant à 189 *GeV* en 1998 puis 192 – 202 *GeV* en 1999 pour finalement atteindre l'énergie maximale de 209 *GeV* en l'an 2000.

La dernière année de fonctionnement a permis de tester les possibilités maximales du Lep en augmentant le gradient moyen accélérateur des cavités supraconductrices de 6 *MV/m* à 7.4 *MV/m*. L'optimisation du mode de contrôle du faisceau (par réduction de la fréquence RF, l'accroissement du rayon de courbure moyen et un mode de fonctionnement aux limites des capacités d'injection d'énergie) ont conduit à un accroissement d'énergie des faisceaux de 3.5 *GeV* entre 1999 et 2000 permettant ainsi l'ultime recherche du Higgs à Lep.

Les performances du Lep repose sur deux quantités importantes: l'intensité de la luminosité délivrée et la précision de la mesure de l'énergie faisceau.

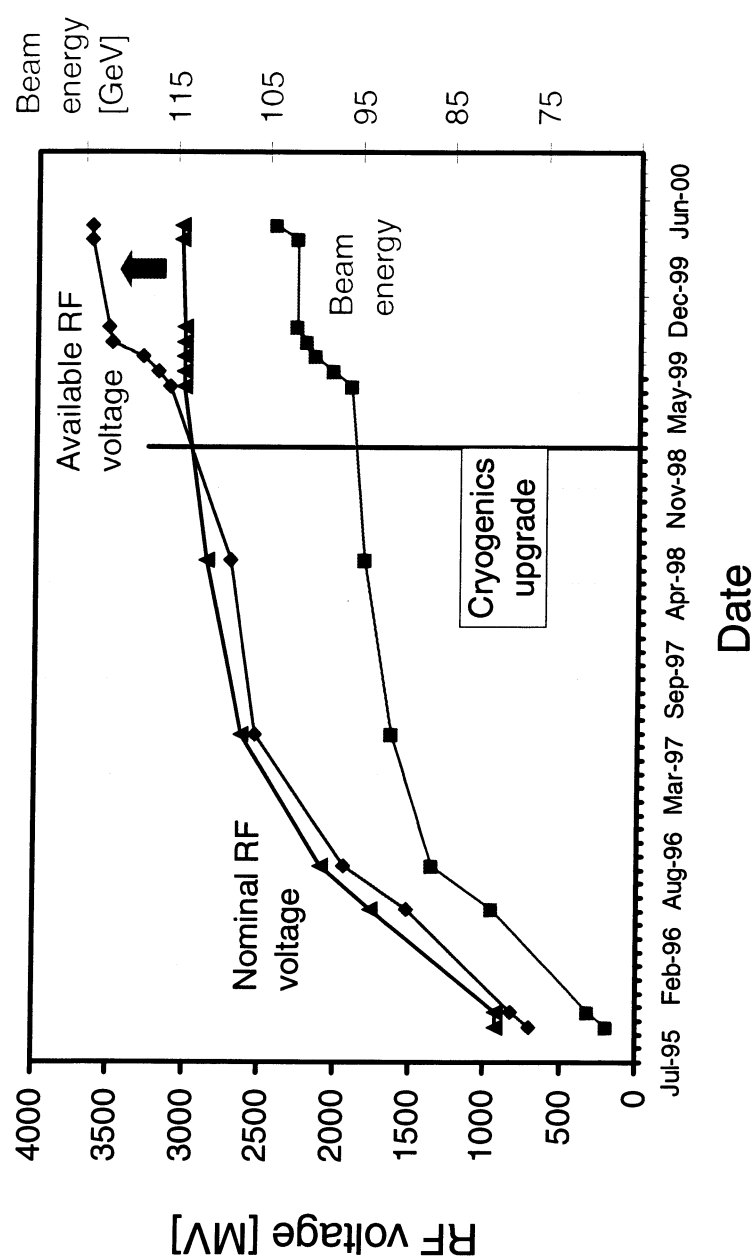
Rappelons que pour un collisionneur, la luminosité instantanée est donnée par:

$$\mathcal{L} = \frac{N^2 k f}{4\pi\sigma_x\sigma_y}$$

où N est le nombre de particules par paquet, k le nombre de paquet par faisceau, f la fréquence de révolution du faisceau, le dénominateur représentant la section transverse du volume d'interaction des faisceaux. La luminosité nominale de la machine est de $1.6 \cdot 10^{31} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ pour des faisceaux d'intensité 3 *mA*, elle a été accrue par l'utilisation de courants plus intenses. La luminosité délivrée est principalement limitée par les interactions faisceau-faisceau (interférence électromagnétique entre les faisceaux) qui entraîne une augmentation de la dimension verticale des paquets. Une deuxième limitation est donnée par le nombre N des particules qu'il est possible de concentrer par paquet; en effet, les particules en tête de paquet produisent des champs électromagnétiques qui vont perturber les particules se situant en queue de paquet et ainsi produire des instabilités (champs de sillage) responsables de la diminution de la durée de vie des faisceaux. Cet effet est en partie résolu au moyen d'une optique de focalisation adaptée (utilisation d'aimants "Wiggler" pour allonger quelque peu les paquets). La luminosité a été également augmentée en réduisant l'amplitude des oscillations betatroniques verticales des faisceaux au centre des quatre détecteurs grâce à l'utilisation de quadrupôles supraconducteurs spécifiques. On obtient ainsi des paquets relativement plats avec $\sigma_x \simeq 200 \mu\text{m}$, $\sigma_y \simeq 8 \mu\text{m}$ et une longueur de 1 à 2 *cm*. Enfin, une autre solution pour améliorer la luminosité consiste à accroître le nombre de paquets par faisceau. La luminosité instantanée maximale atteinte au cours du fonctionnement de Lep2 avoisine $10^{32} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et les taux moyens quotidiens sont indiqués dans le tableau 1.4. La figure 1.7 représente la luminosité totale intégrée moyenne délivrée en fonction de l'énergie de collision pour le fonctionnement de la machine à haute énergie.

La détermination de l'énergie des faisceaux à Lep2 repose essentiellement sur la méthode de dépolarisation résonnante et sur le modèle utilisé pour décrire l'évolution temporelle et spatiale de l'énergie des faisceaux lors de la phase de prise de données.

La circulation des électrons et des positrons sur une trajectoire circulaire engendre naturellement une polarisation des particules transversalement au plan contenant l'orbite. Cet effet dû à la radiation synchrotron, est appelé effet Sokolov-Ternov [6]. La polarisation transverse $P(t)$ à l'instant t tend à



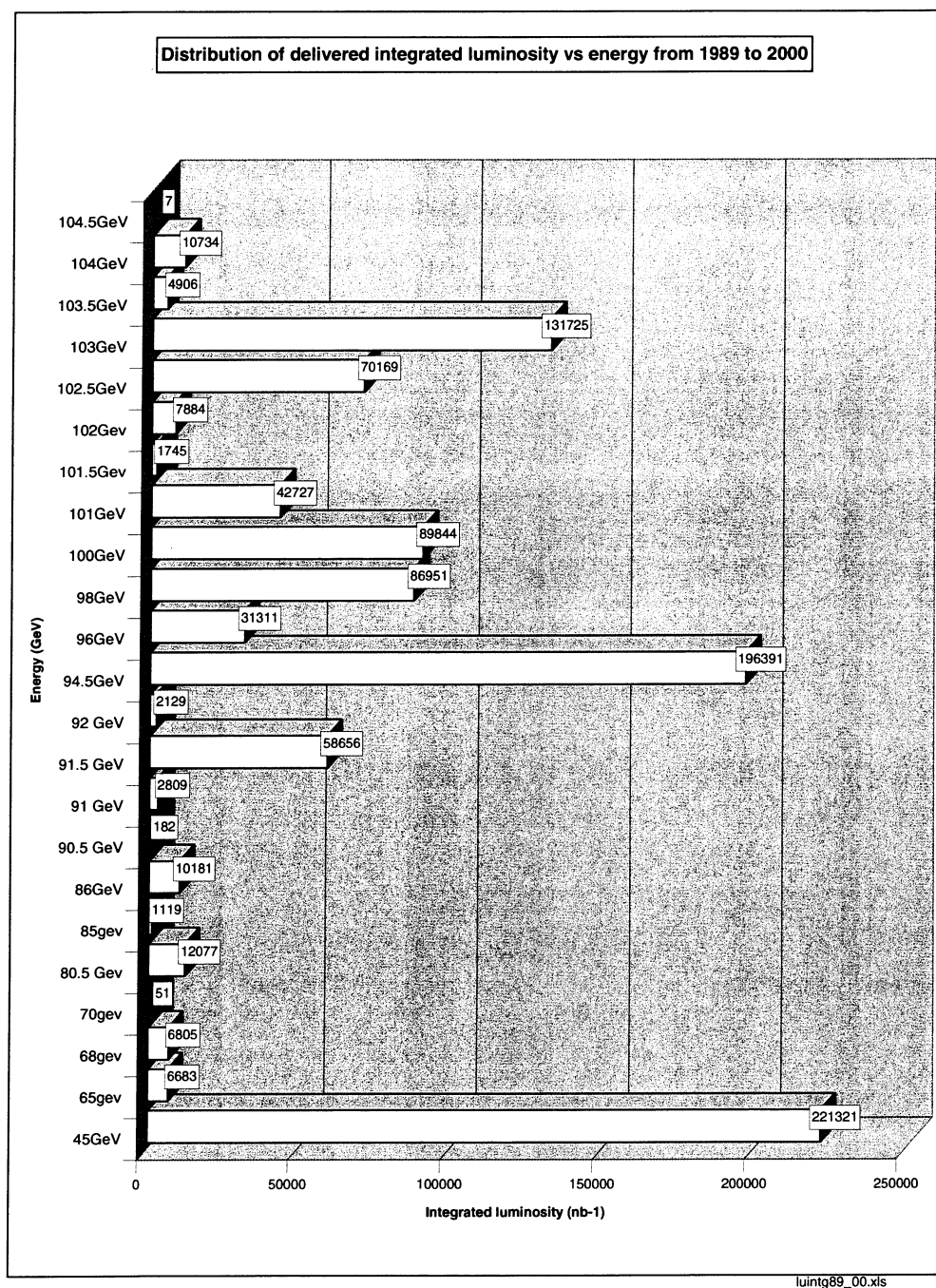


FIG. 1.7: Luminosité délivrée au Lep en fonction de l'énergie de collision.

Année	Luminosité moyenne [$pb^{-1}/jour$]
1995	0.23
1996	0.17
1997	0.66
1998	1.16
1999	1.35
2000	1.07

TAB. 1.4: Luminosité moyenne collectée quotidiennement au cours de la phase Lep2.

approcher une valeur asymptotique:

$$P(t) = P_{\infty}[1 - \exp(-t/\tau)]$$

avec $P_{\infty} = \frac{8}{5\sqrt{3}} \frac{\tau_d}{\tau_p + \tau_d}$, $\tau = \frac{\tau_p \tau_d}{\tau_p + \tau_d}$ où τ_p et τ_d sont respectivement les constantes temporelles des effets d'autopolarisation et de dépolarisation qui entrent en compétition. Habituellement, $\tau_d \ll \tau_p$ en raison des imperfections de la machine si bien que la dépolarisation l'emporte et entraîne la disparition de la polarisation transverse en cours de fonctionnement. Sous certaines conditions, il est toutefois possible de diminuer la constante τ_d et préserver ainsi la polarisation transverse suffisamment longtemps pour mesurer le nombre de précessions de spin par révolution complète. Cette quantité est reliée à l'énergie de la particule par le facteur de Lorentz γ :

$$\nu_s = a_e \gamma_e = a_e \frac{E_e}{m_e} = n_s + \delta_s$$

où $a_e = (g_e - 2)/2$ est le moment magnétique anormal de l'électron. Les quantités n_s et δ_s représentent respectivement la partie entière et fractionnaire de la précession de spin ν_s . Les méthodes classiques de mesures magnétiques sont suffisamment précises pour déterminer n_s de manière inambigüe. Afin de déterminer δ_s , un champ radial de faible intensité produit par un aimant RF oscillant à la fréquence f_{dep} est appliqué au faisceau. Celui-ci modifie la direction du spin à chaque passage de faisceau. Si la perturbation introduite est en résonance avec la précession de spin, alors ces petites rotations de spin s'additionnent de manière cohérente. Après environ 10^4 tours à une fréquence de révolution $f_e = 11.25 \text{ KHz}$, le vecteur de polarisation est amené dans le plan horizontal et dépolarise donc verticalement le faisceau. La condition de dépolarisation s'écrit:

$$f_{dep}^{res} = (k \pm \delta_s) f_e \quad \text{avec } k \in \mathbb{N}$$

Les fréquences utilisées à Lep correspondent à $k = 0$. Une mesure de la fréquence de dépolarisation f_{dep}^{res} fournit donc directement la partie fractionnaire δ_s de la rotation de spin et permet la détermination de l'énergie moyenne des faisceaux du Lep:

$$E_e = \frac{m_e}{a_e} \nu_s = 0.4406486 \left(n_s + \frac{f_{dep}^{res}}{f_e} \right) \text{ GeV}$$

Une mesure de δ_s avec une précision de $0.5 \cdot 10^{-3}$ permet la détermination de E_e avec une précision de $0.5 \cdot 10^{-5}$ soit 0.22 MeV au pic du Z .

La modélisation de l'énergie du Lep moyennée sur les 4 points d'interaction s'effectue toutes les 15 minutes au moyen de la formule:

$$E_e(t) = E_{nom}[1 + C_1][1 + C_2][1 + C_3][1 + C_4]$$

Année	E_{CM} nominale (GeV)	E_{CM} dispersion (MeV)	Erreur sur E_b
1996	161	144 ± 7	27
1996	172	165 ± 8	30
1997	183	299 ± 11	25
1998	189	237 ± 12	20
1999	192	254 ± 13	21
1999	196	266 ± 13	21
1999	200	265 ± 13	21
1999	202	253 ± 13	21
2000	206	236 ± 12	25

TAB. 1.5: *Energies de collision et incertitudes correspondantes pour la phase Lep2 [7].*

où C_1 prend en compte les modifications du champ magnétique de courbure dues aux courants parasites, C_2 traduit le changement du champ dans les dipoles par effet de température, C_3 correspond aux effets de marées terrestres qui modifient la circonférence du Lep et C_4 prend en compte les variations de fréquences accélératrices (RF) qui sont effectuées afin d'optimiser la luminosité des faisceaux (corrections et focalisations d'orbite). Enfin, l'énergie dans le centre de masse pour chaque point d'interaction est calculée en appliquant des corrections spécifiques à chaque point d'interaction qui reflètent l'état local du système RF.

La dépendance temporelle de l'énergie dans le centre de masse induit une dispersion ω_t . A cela vient s'ajouter la distribution intrinsèque en énergie des particules dans les faisceaux se caractérisant par une largeur ω_i . La somme quadratique de ces deux composantes donne à la dispersion totale ω_E . Le tableau 1.5 représente les valeurs d'énergie de collision ainsi que les incertitudes afférentes à l'énergie des faisceaux pour la phase Lep2.

1.3.2 Les détecteurs

La conception des 4 détecteurs du Lep, Aleph [8], Delphi [9], L3 [10] et Opal [11] est assez semblable et sera brièvement rappelée dans cette section en mettant l'accent sur Delphi sur lequel sont basées les analyses de ce mémoire.

Dans l'anneau de collision e^+e^- , le système du laboratoire est aussi celui du centre de masse, ce qui implique des détecteurs à symétrie cylindrique d'acceptance 4π stéradians avec une architecture de sous-détecteurs en couches concentriques (centrés sur le point d'interaction), chacun étant dédié à une mesure spécifique.

Les impulsions des particules chargées sont déterminées par un ensemble de détecteurs de traces (détecteur de vertex à multicouches au silicium englobé par des chambres à dérive) placés à l'intérieur d'un solénoïde délivrant un champ magnétique uniforme parallèle à l'axe des faisceaux.

- Dans le cadre de l'expérience Delphi, le détecteur de microvertex (appelé VD) est le détecteur de trace le plus proche du faisceau. D'un rayon interne de 5.6 cm, il couvre la région d'angle polaire comprise entre 25° et 155° . Il est constitué de 3 couches de microbandes de silicium de rayon 6.3, 9.0 et 10.9 cm, chacune constituée de 24 secteurs. Les couches externes et internes sont à double face tandis que la couche médiane est à simple face. Le nombre maximum de points de mesure en $R\phi$ est de 6 par trace chargée et la résolution est de $\sigma(R\phi) \simeq 7\mu m$ et $\sigma(z) = 11\mu m / \sin \theta$. Ce détecteur, essentiel pour la physique des saveurs lourdes, a été complété en 1997 dans la région à bas angle polaire par le VFT (Very Forward Tracker) composé de minipistes (couvrant les angles $10^\circ - 18^\circ$ et $162^\circ - 170^\circ$) et de pixels ($12^\circ - 25^\circ$ et $155^\circ - 168^\circ$).

- Le détecteur suivant est le détecteur interne (ID) divisé en deux parties distinctes: le module interne (chambres à jet) et le module externe (chambres à paille) participent au déclenchement. Ce détecteur couvre la région angulaire comprise entre 15° et 165° . La résolution sur la position d'une trace chargée est $\sigma(R\phi) = 40 \mu m$, la coordonnée z n'étant pas mesurée.
- Le détecteur principal de la trajectographie est la chambre à projection temporelle (dénommée TPC). Cette chambre de grande dimension (rayon interne de 29 cm et rayon externe de 122 cm) permet une mesure tridimensionnelle de la trajectoire des particules chargées et participe à l'identification des particules par la mesure de la perte d'énergie par ionisation (dE/dx). La couverture polaire s'étend de 20° à 160° . La TPC est séparée en deux volumes de dérive par une plaque centrale portée à haute tension. Lors de la traversée d'une particule chargée dans le mélange gazeux de la TPC, il se produit une ionisation qui libère des électrons qui vont dériver vers les extrémités du cylindre sous l'effet du champ électrique. La collecte des charges s'effectue dans des chambres proportionnelles divisées en 6 secteurs, chaque secteur comportant 192 fils sensibles. Lorsque les électrons atteignent ces fils, une amplification de la charge se produit par le phénomène d'avalanche. La position du fil d'anode et du plan de cathode touchés déterminent les coordonnées x et y du point d'ionisation. La coordonnée z est déterminée à partir des temps de dérive des électrons primaires. Les résolutions obtenues sont de $250 \mu m$ en $R\phi$, $800 \mu m$ en z et 7% en dE/dx . Dans 82% de l'acceptance polaire, la TPC permet d'obtenir un maximum de 16 mesures tridimensionnelles pour la localisation de la particule.
- Le détecteur externe (OD) couvre la région d'angle polaire comprise entre 42° et 138° . Composé de 5 couches de tubes à dérive, il détermine la position transverse avec une résolution de $110 \mu m$ et la position longitudinale avec une résolution de 3.5 cm .
- Les chambres avant, constituées de chambres à "streamer" (FCA) et de chambres à dérive (FCB) se trouvent des deux cotés du détecteur, de part et d'autre du point d'interaction (à $z = \pm 160 \text{ cm}$ pour FCA et à $z = \pm 275 \text{ cm}$ pour FCB).
- Les chambres les plus externes, les chambres à muon (MUB dans le tonneau et MUF sur l'avant) complète le détecteur jusqu'à 9° d'angle polaire. La résolution en $R\phi$ est d'environ $1 - 5 \text{ mm}$ et d'environ 10 mm en z .

Englobant le système de trajectographie interne, les calorimètres sont divisés en deux parties: les calorimètres électromagnétiques et le calorimètre hadronique. Les calorimètres électromagnétiques mesurent l'énergie et la position des gerbes électromagnétiques engendrées par les électrons et les photons. Le calorimètre hadronique mesure l'énergie des particules chargées (sauf les muons) ou neutres hadroniques. Dans Delphi, le calorimètre électromagnétique du tonneau se nomme la HPC (High Density Projection chamber): située entre 208 et 260 cm de rayon par rapport à l'axe du faisceau, il couvre l'acceptance polaire comprise entre 43° et 137° . Il est constitué de 144 modules de 41 couches de plomb (milieu passif) servant à convertir les électrons et les photons. Entre deux plaques de plomb se situe un espace de dérive gazeux permettant la migration des électrons d'ionisation vers le système de lecture. Les chambres proportionnelles permettent la mesure des coordonnées x et y alors que la coordonnée z est obtenue à partir du temps de dérive. La granularité de la HPC est de 1° en ϕ et de 4 mm en z . La résolution est de $\sigma(E)/E = 0.043 \oplus 0.32/\sqrt{E}$, E en GeV .

- Le calorimètre avant électromagnétique (FEMC) permet de compléter la couverture d'angle polaire entre 8° et 35° et entre 145° et 172° . Chaque bouchon est un assemblage de 4532 blocs de verre au plomb pointant vers la région d'interaction. Les photons émis par rayonnement Cherenkov des particules chargées de la gerbe électromagnétique sont détectés par un photomultiplicateur placé à l'extrémité de chaque bloc. La granularité est de 1° et la résolution est de $\sigma(E)/E = 0.03 \oplus 0.12/\sqrt{E} \oplus 0.11/E$, E en GeV .
- Le calorimètre électromagnétique à bas angle (STIC) est constitué de 2 ensembles cylindriques composés de couches de plomb et de scintillateur. Situés de part et d'autre du point d'interaction, chaque ensemble est divisé en 10 anneaux et 16 secteurs et couvre les régions angulaires jusqu'à 1.66

degré. Ce calorimètre est principalement dédié à la détection des événements Bhabha utilisés pour déterminer la luminosité.

- Le calorimètre hadronique (ou HCAL) est divisé en deux parties: l'une, centrale couvre l'acceptance angulaire comprise entre 43° et 137° et l'autre dans les bouchons assure la mesure entre 11° et 48° et entre 132° et 169° . Lors du passage d'une particule hadronique, ces calorimètres à échantillonnage provoquent des interactions nucléaires dans le milieu passif constitué de fer. Dans le tonneau de Delphi, la précision sur l'énergie mesurée par le HCAL est donnée par $\sigma(E)/E = 0.21 \oplus 1.12/\sqrt{E}$, E en GeV alors que dans les bouchons celle-ci vaut $\sigma(E)/E = 2/\sqrt{E}$, E en GeV .
- Les détecteurs à imagerie Cerenkov (RICH central et RICH avant) sont utilisés pour l'identification des particules chargées dans un domaine d'impulsion variant de 2.5 à 25 GeV pour le radiateur gazeux et de 0.7 à 6 GeV pour le radiateur liquide.

1.4 Survol des processus physiques à Lep2

Après avoir décrit le cadre général du Modèle Standard ainsi que les outils expérimentaux utilisés pour le tester, la physique accessible à Lep2 va être brièvement présentée.

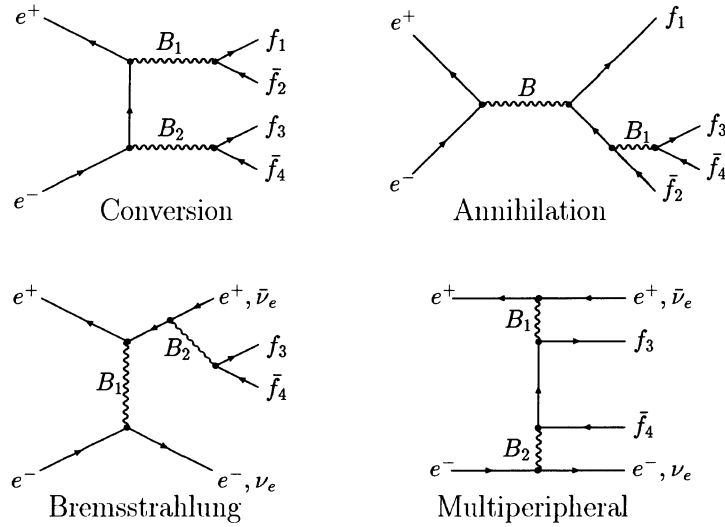
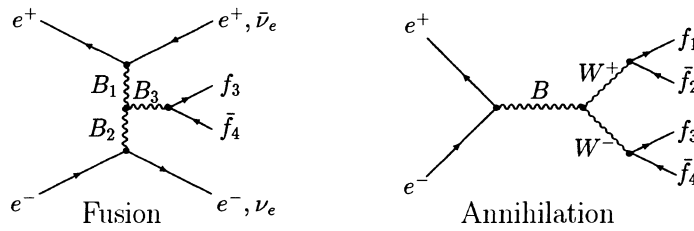
L'un des centres d'intérêt majeurs est bien sûr la poursuite de la recherche du boson de Higgs standard ou des manifestations de physique nouvelle. Mais l'originalité de la seconde phase du programme Lep réside dans l'étude de la production de paires de bosons: essentiellement W^+W^- et plus marginalement ZZ . Nous nous intéresserons dans ce mémoire à la détermination de la section efficace totale de production de paires W^+W^- mais aussi à l'étude de leur mode de production où interviennent des couplages à trois bosons.

Alors que la physique standard de Lep1 était une physique à deux fermions produits par la désintégration de la résonance Z , la physique standard de Lep2 est essentiellement caractérisée par 4 fermions dans l'état final. Cet accroissement global de la multiplicité se traduit par une plus grande complexité des processus ainsi que des corrections d'ordres supérieurs permettant de les décrire.

Les états finals à 4 fermions peuvent être regroupés suivant différentes classes de diagrammes de Feynman indiquées dans la figure 1.8.

On distingue ainsi la classe abélienne avec:

- les diagrammes de type multipériphérique; ceux-ci présentent les plus grandes sections efficaces totales. Deux photons quasi-réels sont échangés dans le voie t et donnent lieu à une production à bas angle polaire d'électron et de positron (souvent indétectables) accompagnés d'une paire $f\bar{f}$ (éventuellement résonnante). Ce processus est appelé processus de collision photon-photon. Sa section efficace totale dépend fortement de la valeur limite accessible de la masse invariante du système $f\bar{f}$. Par exemple, $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-) \sim 10^2 pb$ pour $M_{\tau\tau} > 10 GeV$. Cette classe de processus est toutefois singulière dans le sens où elle constitue souvent un bruit de fond facile à éliminer et ainsi ne contribue pas de façon significative aux états finals abordés dans les études de W, Z ou du boson de Higgs.
- les diagrammes de type conversion; ceux-ci englobent notamment les diagrammes de production de paires de bosons (W^+W^- et ZZ) ainsi que des diagrammes intervenant lors de la production de paires de fermions accompagnées de l'émission d'un photon virtuel dans l'état final qui se matérialise en une paire $f\bar{f}$.
- les diagrammes de type bremsstrahlung; ceux-ci participent à des états simplement résonnants tels le processus $e^+e^- \rightarrow W\bar{\nu}$ ou $e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$ qui peuvent apporter une contribution sensible à la physique à un boson vecteur ou encore constituer un bruit de fond aux analyses W^+W^- .
- les diagrammes de type annihilation; ceux-ci concernent les productions de paires fermion anti-

Abelian Classes**Nonabelian Classes**

$$(B = Z^0, \gamma; \quad B_1, B_2, B_3 = Z^0, \gamma, W^\pm; \quad + \text{Higgs Graphs.})$$

FIG. 1.8: Diagrammes des différentes classes de processus à 4 fermions finals [12].

fermion accompagnées de l'émission d'un photon virtuel dans l'état final.

Les classes de diagrammes abéliens de type multipériphérique, conversion, bremsstrahlung et annihilation sont notées respectivement $(B_1, B_2)_M$, $(B_1, B_2)_C$, $(B_1, B_2)_B$, $(B_1, B_2)_A$ où B_i représente l'un des bosons γ , Z ou W^\pm intervenant dans la classe.

On distingue la classe non-abélienne avec:

- les diagrammes de type fusion et les diagrammes de type annihilation; ceux-ci sont spécifiques de Lep2 et sont caractéristiques de la présence de couplages de jauge à trois bosons.

Les classes de diagrammes non abéliens de type fusion et annihilation sont notés respectivement $(B_1, B_2, B_3)_F$, $(B_1, B_2, B_3)_A$ où B_i représente l'un des bosons γ , Z ou W^\pm intervenant dans la classe. Une autre classification usuelle des états à 4 fermions finals consiste à distinguer la nature du ou des bosons à l'origine des fermions. Les états finals produits à partir de W^\pm sont caractérisés par le terme CC (courants chargés), ceux produit à partir de Z par le terme NC (courant neutre).

Parmi toutes les familles de diagrammes, on rencontre le plus souvent:

- $CC03$: à partir des diagrammes $(\gamma/Z, W, W)_A$ et $(W, W)_C$ quelle que soit la saveur des fermions finals.
- $CC11$: à partir des diagrammes $(\gamma/Z, W)_A$ avec les conditions que les paires de fermions finaux soient différentes et que l'état final ne contienne pas de particules identiques, ni d'électron ni de

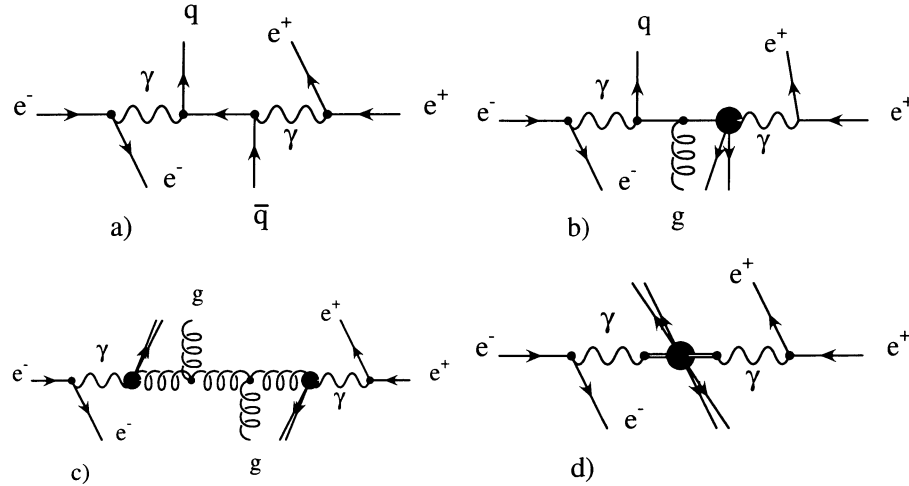


FIG. 1.9: Diagrammes de Feynman à l'ordre de Born des réactions de collision photon-photon (a: QPM, b: QCD ("single resolved"), c: QCD ("double resolved"), d: VDM).

neutrino électronique. La classe complémentaire contenant des neutrinos muoniques ou des neutrinos de tau est la classe CC10.

- CC20: l'état final de cette famille contient un e^\pm accompagné de son neutrino. Comparé au CC11, les diagrammes additionnels sont les échanges de bosons de jauge dans la voie t .

- NC02: cette famille est constituée des diagrammes $(Z, Z)_C$ correspondant à la production de paires de Z .

Nous allons maintenant brièvement présenter les processus physiques standard à Lep2 en excluant les événements issus de la production de paires $f\bar{f}$ ou de la production de paires W^+W^- car ceux ci feront l'objet d'analyses détaillées aux chapitres suivants. Les processus physiques qui vont suivre constitueront donc le bruit de fond commun aux analyses de ce mémoire et se décomposent comme suit:

a) Les collisions photon-photon

L'interaction de deux photons se distingue des autres interactions intervenant à Lep2 par deux caractéristiques importantes. Seule une fraction de l'énergie dans le système de centre de masse est matérialisée par le système produit dans la collision des photons virtuels, le reste étant emporté par les électrons diffusés. D'autre part la section efficace totale croît logarithmiquement avec l'énergie des faisceaux. La section efficace des processus de collision photon-photon est une des plus élevées aux énergies de Lep2 (figure 1.14), néanmoins celle-ci est fortement dépendante de l'espace de phase considéré de l'état final.

La production des hadrons finals dans les collisions de photons virtuels est compliquée par l'importance de la contribution de la composante hadronique du photon, celui-ci pouvant se coupler à une paire $q\bar{q}$ virtuelle. Plusieurs mécanismes contribuent à la production de l'état final hadronique comme l'indique la figure 1.9.

- la composante QPM (Quark Parton Model) représente le cas perturbatif où les quarks se couplent directement aux photons. La section efficace différentielle de cette composante décrivant un système diffractif de grande virtualité est calculable analytiquement. La production de l'état final hadronique est simple et sans ambiguïté: l'hadronisation de la paire $q\bar{q}$ créée est décrite par le modèle des cordes de Lund.
- la composante QCD permet de paramétriser la contribution partonique du photon à l'aide de

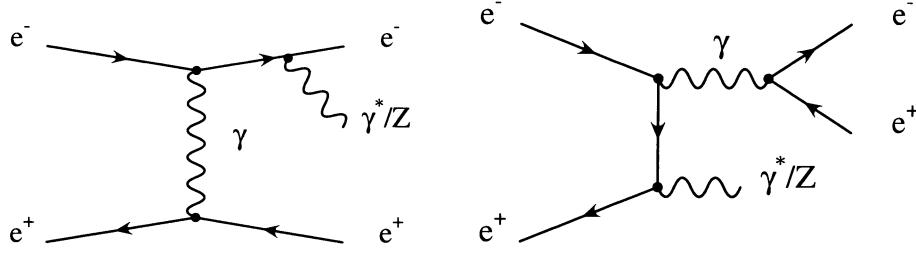


FIG. 1.10: Diagrammes de Feynman à l'ordre de Born de la réaction $e^+e^- \rightarrow Z/\gamma^*e^+e^-$.

fonctions de structure spécifiques (fonction de densité de parton dans un photon $f_{q/\gamma}$ et $f_{g/\gamma}$) lorsque la masse carrée du photon virtuel diffusé (i.e. le carré de la quadri-impulsion de transfert) du faisceau d'électron ou de positron diminue.

- la composante *VDM* (Vector Dominance Model) décrit le mécanisme de conversion des photons virtuels en mésons vecteurs qui interagissent entre eux avec un petit moment de transfert d'impulsion. La section efficace de ce processus ne peut pas être calculée perturbativement et fait appel à un modèle phénoménologique pour le décrire (le modèle de la dominance des mésons vecteurs).

Quelles que soient les composantes des collisions photon-photon considérées, l'état final de ce processus consiste en des hadrons accompagnés par un électron et un positron diffusés à faible angle polaire ($d\sigma/d\cos\theta \sim \theta^{-4}$), souvent indétectables. Les quarks sont souvent émis à faible angle polaire également si bien que le processus est caractérisé par de l'énergie manquante, peu d'énergie chargée ainsi qu'une faible énergie transverse.

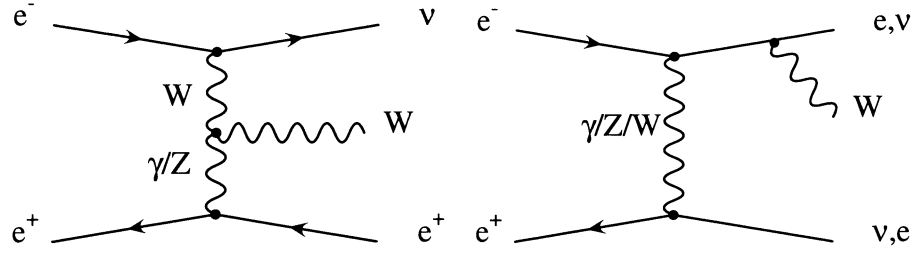
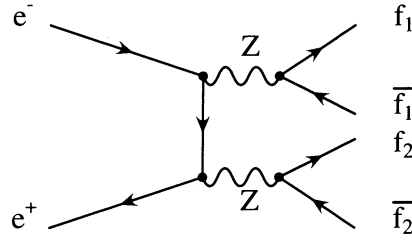
b) Le processus $e^+e^- \rightarrow (Z/\gamma^*)e^+e^-$

Cette réaction de production de boson Z unique ou de photon virtuel s'effectue par les mécanismes $(\gamma, \gamma/Z)_B$ et $(\gamma, \gamma/Z)_C$ (figure 1.10), i.e. une diffusion Compton pour laquelle le photon réel final peut être remplacé par un boson Z .

L'état final de ce processus consiste principalement en un boson Z sur sa couche de masse, un électron et un positron. Souvent un des électrons est émis à petit angle polaire et n'est pas détecté. L'impulsion manquante sera dirigée dans ce cas en direction du tube à vide. L'autre électron peut être émis dans l'acceptance du détecteur et peut donc être identifié. La section efficace totale de ce processus dépend de la virtualité de la particule diffusée γ^*/Z . Pour des états avec un boson Z sur couche de masse, la section efficace (décrite par la figure 1.14) reste modeste (de l'ordre de quelques picobarns).

c) Le processus $e^+e^- \rightarrow W e \nu$

La section efficace de production d'un seul boson W sur sa couche de masse est dominée par l'échange d'un photon dans la voie t parmi les processus non abéliens $(W, \gamma/Z, W)_F$ et les processus abéliens $(\gamma/Z, W)_B$ et $(W, W)_B$ (figure 4.23). L'état final est donc constitué d'un boson W sur sa couche de masse, un électron et un neutrino. L'électron est souvent perdu dans le tube à vide et le neutrino emporte en moyenne la moitié de l'énergie disponible. Les événements issus de ces processus ont une topologie caractéristique formée de deux jets hadroniques accompagnés d'énergie manquante lorsque le W se désintègre de manière hadronique.

FIG. 1.11: Diagrammes de Feynman à l'ordre de Born de la réaction $e^+e^- \rightarrow W e \nu$.FIG. 1.12: Diagrammes de Feynman à l'ordre de Born de la réaction $e^+e^- \rightarrow ZZ$.

d) Le processus $e^+e^- \rightarrow ZZ$

Le diagramme de Feynman de conversion $(Z, Z)_C$, à l'origine de la production d'une paire de bosons Z est possible à partir de $\sqrt{s} > 2M_Z$. De $\sqrt{s} = 184 \text{ GeV}$, la première énergie du Lep accessible pour ce type de processus, jusqu'à $\sqrt{s} = 206 \text{ GeV}$, la section efficace augmente d'environ 25% (figure 1.12). La section efficace totale de ce processus demeure très faible à Lep.

1.4.1 Production des événements simulés

Afin d'estimer les caractéristiques d'un processus physique (sections efficaces, distributions des observables cinématiques) il est nécessaire de générer les événements correspondants à l'aide de programmes informatiques. Différentes techniques existent, aussi à titre d'exemple rappelons brièvement la méthodologie employée dans le générateur Excalibur pour produire les événements d'un état final à 4 fermions quelconques.

La première étape du travail consiste à obtenir la fonction analytique de l'amplitude de diffusion du processus à l'ordre le plus bas. Celle-ci se présente comme la somme de graphes abéliens (jusqu'à 144) et de graphes non abéliens (jusqu'à 8). L'élément de matrice résultant est obtenu en décomposant les amplitudes sur une base d'hélicité: tout diagramme peut contribuer à 8 états d'hélicité différents au plus. Ainsi pour une configuration possible d'hélicité, le numérateur d'un diagramme abélien est proportionnel à:

$$\mathcal{A}(\lambda, \rho, \sigma, p_1, p_2, p_3, p_4, p_5, p_6) = \bar{u}_\lambda(p_1) \gamma^\mu u_\lambda(p_2) \bar{u}_\rho(p_3) \gamma_\mu (\gamma^\alpha p_{1\alpha} + \gamma^\alpha p_{2\alpha} + \gamma^\alpha p_{3\alpha}) \gamma_\nu u_\rho(p_4) \bar{u}_\sigma(p_5) \gamma^\nu u_\sigma(p_6)$$

où p_1, \dots, p_6 représentent les quadri-impulsions des 6 particules intervenant dans la réaction (particules initiales comprises) et λ, ρ, σ les états d'hélicité (± 1) de chaque particule des couples (p_1, p_2) , (p_3, p_4) , (p_5, p_6) . La fonction \mathcal{A} peut être calculée au moyen de techniques de calcul d'amplitude d'hélicité et

pour $\lambda = \rho = \sigma = 1$, elle prend la forme:

$$\mathcal{A}(+, +, +, 1, 2, 3, 4, 5, 6) = -4 < 31 > * < 46 > (< 51 > * < 21 > + < 53 > * < 23 >)$$

où le produit spinoriel est déterminé par:

$$< kj > = (p_j^1 + p_j^2) \left(\frac{p_k^0 - p_k^3}{p_j^0 - p_j^3} \right)^{1/2} - (k \leftrightarrow j)$$

Sous l'hypothèse de masse nulle des fermions, toute configuration d'hélicité d'un diagramme abélien quelconque peut s'exprimer en fonction de \mathcal{A} avec les permutations/conjugaisons appropriées. De plus le numérateur de n'importe quel diagramme non abélien peut être déterminé à partir de la somme de différentes fonctions de \mathcal{A} . De cette manière toutes les amplitudes d'hélicité peuvent être aisément calculées. Dans le cas de fermions massifs, l'utilisation des techniques spinorielles n'est plus réalisable et des traitements spécifiques sont nécessaires. L'hypothèse de masse nulle des fermions peut aussi être à l'origine des problèmes de convergence rencontrés notamment avec les diagrammes de la voie t qui présentent des singularités dans la limite colinéaire. Il est souvent nécessaire d'introduire des restrictions à l'espace de phase lors de la génération pour s'affranchir de ces difficultés.

Dans une seconde étape et afin de simplifier le calcul de l'élément de matrice, l'espace de phase est échantillonné suivant une approche à canaux multiples. L'objectif de cette méthode est d'améliorer la précision de l'intégration Monte-Carlo au moyen d'une technique de réduction de la variance (échantillonnage par importance). L'idée est de considérer une distribution Monte Carlo non uniforme dont la densité de points reflète le comportement de la fonction à intégrer: plus l'intégrand sera grand, plus le nombre de point d'intégration de la région correspondante sera important, réduisant ainsi l'erreur de calcul. Si l'on définit l'intégrand non uniforme (décrivant un élément de matrice) par $f(\vec{x})$ où \vec{x} représente un point de l'espace de phase multidimensionnel assujetti à d'éventuelles coupures, l'intégrale

$$I = \int f(\vec{x}) d\vec{x} \theta(\text{coupures})$$

où θ représente un ensemble de coupures initial, peut s'écrire par intégration Monte-Carlo sous la forme:

$$I = \langle f(\vec{x}) \rangle \quad \text{avec pour erreur, } \sigma_N = \frac{1}{N} (\langle f(\vec{x})^2 \rangle - I^2)$$

En introduisant la fonction $g(\vec{x})$ intégrable analytiquement et normalisée à 1, l'intégrale I peut se réécrire comme:

$$I = \int w(\vec{x}(\vec{y})) d\vec{y} \theta(\text{coupures})$$

où l'intégrand $w(\vec{x}(\vec{y})) = f(\vec{x})/g(\vec{x})$ est une fonction de la nouvelle variable \vec{y} distribuée suivant $d\vec{y} = g(\vec{x})d\vec{x}$. Si la fonction g possède un comportement voisin de la fonction $f(\vec{x})$ alors un nombre de points d'intégration suffisant permet une estimation de l'intégrale avec une erreur réduite. En général, les éléments de matrice traités présentent des structures analytiques complexes difficilement descriptibles à l'aide d'une seule fonction analytique. La méthode multicanal résoud ce problème en utilisant une nouvelle fonction g définie comme une somme pondérée de N fonctions analytiques intégrables, chaque fonction normalisée à 1 décrivant une région spécifique de l'espace de phase:

$$g(\vec{x}) = \sum_{i=1}^N \alpha_i g_i(\vec{x})$$

Les différents poids α_i sont des ensembles de valeurs numériques prédéterminées représentant des probabilités et traduisant l'importance relative des différentes régions de l'espace de phase.

Les dernières phases de description de la génération des processus hadroniques concernent la phase de fragmentation et la phase d'hadronisation. Le traitement de ces étapes est délicat et différentes approches ont été utilisées suivant les processus étudiés.

1.4.2 Fragmentation des quarks et des gluons

Considérons une paire $q\bar{q}$ produite par un processus quelconque (production directe par $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ou par la désintégration d'un boson W^\pm). La paire initiale $q\bar{q}$ va, avant de s'hadroniser, rayonner une partie de son énergie sous forme de gluons qui vont à leur tour rayonner ou se coupler à une paire quark-antiquark, créant ainsi une gerbe de partons. Ce processus en cascade s'effectue à des transferts d'impulsion suffisamment grands pour pouvoir être décrit de manière perturbative dans le cadre de QCD. D'un point de vue pratique, deux approches différentes sont utilisées pour décrire cette production de partons:

a) La méthode des éléments de matrice

Dans cette approche, tous les diagrammes de Feynman contribuant à un ordre donné en α_s sont calculés analytiquement en prenant en compte la cinématique exacte, les effets de spin, de masse et les interférences entre graphes. Cette approche, la plus naturelle et en principe la plus rigoureuse, devient vite compliquée et difficilement applicable au calcul des ordres supérieurs à deux, limitant ainsi le nombre de partons produits à 4. Cette approche ne prend pas bien en compte le rayonnement de gluons mous, d'où parfois une mauvaise compréhension de la structure interne des jets et des queues de distribution des variables globales.

b) La méthode de la gerbe partonique

Largement utilisée, cette approche fait évoluer la paire initiale $q\bar{q}$ selon une gerbe de quarks et de gluons analogue à une gerbe électromagnétique en utilisant les processus de base: $g \rightarrow gg$, $g \rightarrow q\bar{q}$ et $g \rightarrow q\bar{q}$. L'approximation des logarithmes dominants (LLA) est utilisée, indiquant entre autre que l'on ne peut pas générer dans la gerbe des branchements du type $parton \rightarrow 3 \text{ partons}$ et que certains termes correctifs sont négligés. L'élément de matrice de chaque processus élémentaire n'est pas calculé exactement; en particulier, la cinématique ainsi que les effets de spin sont simplifiés. Toutefois, dans le cas du générateur PYTHIA, le premier branchement de la gerbe est simulé de manière rigoureuse à l'aide de l'élément de matrice correspondant à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s)$. Le développement d'une gerbe de partons est un processus itératif et probabiliste gouverné par plusieurs variables: l'échelle d'interaction Q^2 et sa valeur limite Q_0^2 (indiquant l'échelle d'arrêt de la gerbe lorsque la masse du parton devient inférieur à $m_{min} \sim 1 \text{ GeV}$ pour les gluons et $m_q + m_{min}$ pour les quarks), la fraction z de l'énergie du parton initial qu'emporte le parton final et l'échelle Λ_{QCD} . Ces paramètres peuvent être déterminés à partir d'un ajustement des distributions globales des événements hadroniques simulés à celles des données. La probabilité d'un branchement du type $a \rightarrow bc$ est donné par

$$dP_{a \rightarrow bc} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} P_{a \rightarrow bc} d\ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}\right) dz$$

où Λ_{QCD} est le paramètre d'échelle QCD. Q^2 est relié à la masse éventuelle du branchement ($Q^2 = z(1-z)m_a^2 \simeq p_T^2$). Les fonctions $P_{a \rightarrow bc}(z)$ sont les fonctions de branchement, solutions des équations

d'Altarelli-Parisi [16]:

$$\begin{aligned} P_{q \rightarrow gg}(z) &= \frac{4(1+z^2)}{3(1-z)} \\ P_{g \rightarrow gg}(z) &= \frac{6(1-z(1-z))}{z(1-z)} \\ P_{g \rightarrow q\bar{q}}(z) &= \frac{z^2 + (1-z)^2}{2} \end{aligned}$$

Une autre option importante de ce type de modèle est la prise en compte des effets d'interférence de couleur entre gluons mous à l'intérieur d'un même jet: cet effet est pris en compte en ordonnant par valeurs décroissantes les angles d'émission des partons dans la gerbe. L'angle d'ouverture pour une branchement $a \rightarrow bc$ est calculé approximativement par:

$$\theta \simeq \frac{p_{Tb}}{E_b} + \frac{p_{Tc}}{E_c} \simeq \sqrt{z(1-z)} m_a ((zE_a)^{-1} + ((1-z)E_a)^{-1}) = \frac{m_a}{\sqrt{z(1-z)}E_a}$$

1.4.3 Hadronisation des quarks et des gluons

Le processus d'hadronisation des partons en hadrons qui suit la phase de rayonnement se déroule à de petits Q^2 (de l'ordre du GeV) et ne peut pas être décrit à l'aide d'un développement perturbatif. Des modèles d'hadronisation inspirés de QCD sont utilisés et peuvent se répartir en deux catégories: le modèle des cordes de couleur ("string model") et le modèle des amas ("cluster model").

a) Le modèle des cordes

Largement utilisé, ce modèle a été développé par le groupe de Lund pour le générateur JETSET [15]. Il est basé sur le principe du confinement QCD dû à la force de couleur s'exerçant entre deux centres colorés. Le champ de couleur est idéalisé par une corde relativiste dont la densité d'énergie linéique est uniforme ($\kappa \simeq 1 GeV/fm$) sur toute la longueur séparant le quark de l'antiquark. Cette description est équivalente à un potentiel d'énergie linéaire confinant. Lorsque les deux partons s'éloignent l'un de l'autre, l'énergie potentielle contenue dans une corde augmente jusqu'à ce qu'elle soit suffisante pour créer une nouvelle paire $q_1\bar{q}_1$ du vide quantique. Le système obtenu est alors formé de deux singulets de couleur $q\bar{q}_1$ et $q_1\bar{q}$ constituant deux nouvelles cordes qui, si leur masse invariante est suffisamment grande, peuvent se briser à leur tour. Le processus est propagé d'une extrémité à l'autre de la corde dans le modèle de Lund. Si la masse invariante $q_1\bar{q}_1$ est faible, la création de la paire $q_1\bar{q}_1$ conduit à la formation d'un méson $q\bar{q}_1$ et d'une deuxième corde $q_1\bar{q}$. De manière itérative, de nouvelles paires $q_i\bar{q}_i$ peuvent engendrer de nouveaux mésons. Le choix du parton comme point de départ du processus itératif étant arbitraire, la fragmentation doit être identique pour une progression du quark vers l'antiquark ou de l'antiquark vers le quark. On peut également créer des cordes à partir d'un gluon de la gerbe de partons qui va provoquer une perturbation de la corde initialement tendue entre une paire $q\bar{q}$. La probabilité de brisure d'une corde est gouvernée par une loi exponentielle:

$$\frac{dP}{dA} = P_0 \exp(-P_0 A)$$

où A représente l'hypersurface d'espace-temps connectant les extrémités de la corde. Ceci implique donc que les points de brisure et donc les points de formation des hadrons sont décrits par une hyperbole: $t^2 - z^2 = 4/P_0 \sim 2 < m_{corde}^2/\kappa^2 >$.



FIG. 1.13: Mécanismes de production de baryon $B\bar{B}$ selon le scénario diquark (figure de gauche) et selon le scénario popcorn (figure de droite) conduisant respectivement aux configurations $MB\bar{B}$ et $BM\bar{B}$.

Dans cette approche, le processus de production des baryons est décrit par deux mécanismes: le mécanisme diquark [13] et le mécanisme de pop-corn [14]. Dans le premier scénario, la brisure de la corde illustrée par la figure 1.13 crée une paire diquark-antidiquark ($qq'\bar{q}\bar{q}'$) qui conduit alors à la formation d'un baryon et d'un antibaryon (fortement corrélés en saveur).

Le second scénario, plus réaliste, se fait à partir des différentes paires $q\bar{q}$ à partir desquelles on peut produire différentes combinaisons de particules ($MB\bar{B}$ et $BM\bar{B}$ par exemple (figure 1.13)). Cette production de baryons est contrôlée par un nombre plus important de paramètres mais permet une meilleure description des données.

L'impulsion longitudinale donnée au hadron H_q est décrite par une densité de probabilité $f_q^{H_q}(z)$ appelée fonction de fragmentation où $z = (E + p_L)_{H_q} / (E + p)_q$, p_L étant la composante de l'impulsion du hadron H_q suivant la direction du quark initial q . Cette fonction de fragmentation ne peut être obtenue que de manière phénoménologique. Ainsi la fonction symétrique de Lund permet de décrire correctement la fragmentation des quarks légers [15]:

$$f_{Lund}(z) = N \frac{1-z}{z} \exp\left(-\frac{bM_{Tq}^2}{z}\right)$$

où N est un facteur de normalisation et b un paramètre à ajuster.

En revanche, cette fonction est inadaptée à la description de la fragmentation des quarks beaux et charmés et on utilise dans ce cas la fonction de Peterson [15]:

$$f_{Peterson}(z) = N \left[z \left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\varepsilon_q}{1-z} \right)^2 \right]^{-1}$$

où N est un facteur de normalisation et ε_q un paramètre à ajuster.

b) Le modèle des amas

Pour cette approche utilisée dans le générateur HERWIG, les gluons présents en fin de gerbe sont convertis en paire $q\bar{q}$ légères. Chaque quark est alors associé à l'antiquark voisin pour former un amas singulet de couleur. La masse moyenne d'un amas est de l'ordre de quelques GeV . Si la masse de l'amas résultant n'est pas trop grande, celui-ci se désintègre en deux corps de manière isotrope dans le référentiel du centre de masse de l'amas selon le mécanisme suivant: une saveur q_3 est choisie de façon stochastique parmi l'ensemble $\{u, d, s, uu, ud, us, ds, dd, ss\}$ pour créer des paires quark-antiquark ou diquark-antidiquark. L'amas initial ($q_1\bar{q}_2$) se transforme ainsi en deux paires de mésons ou en paire de baryons de composition ($q_1\bar{q}_3$) et ($q_3\bar{q}_2$) à condition que la relation cinématique suivante soit vérifiée:

$$M_{amas} > [M(q_1\bar{q}_3)_L + M(q_3\bar{q}_2)_L]$$

où la quantité $M(q\bar{q}')_L$ désigne la masse du méson le plus léger constitué de q et de \bar{q}' . Pour un amas de masse plus importante ($M_{amas} \gtrsim 6 - 7 \text{ GeV}$), le mécanisme de désintégration isotropique en deux corps n'est pas totalement satisfaisant et on autorise dans ce cas des branchements du type $amas \rightarrow amas + hadron$ et $amas \rightarrow 2 amas$. Ce modèle offre l'avantage d'une grande simplicité et cette alternative au modèle des cordes réclame moins de paramètres ad hoc; en particulier il ne fait pas intervenir de fonctions de fragmentation longitudinale et transverse, et un amas est simplement caractérisé par sa masse, son contenu en saveur et en spin et son espace de phase disponible.

Pour terminer cette section, il faut remarquer que aussi bien dans le cas des cordes que dans celui des amas, une majorité des hadrons créés sont instables. Leur désintégration est prise en charge par des algorithmes spécifiques se basant sur les données expérimentales relative au temps de vie et aux produit finaux.

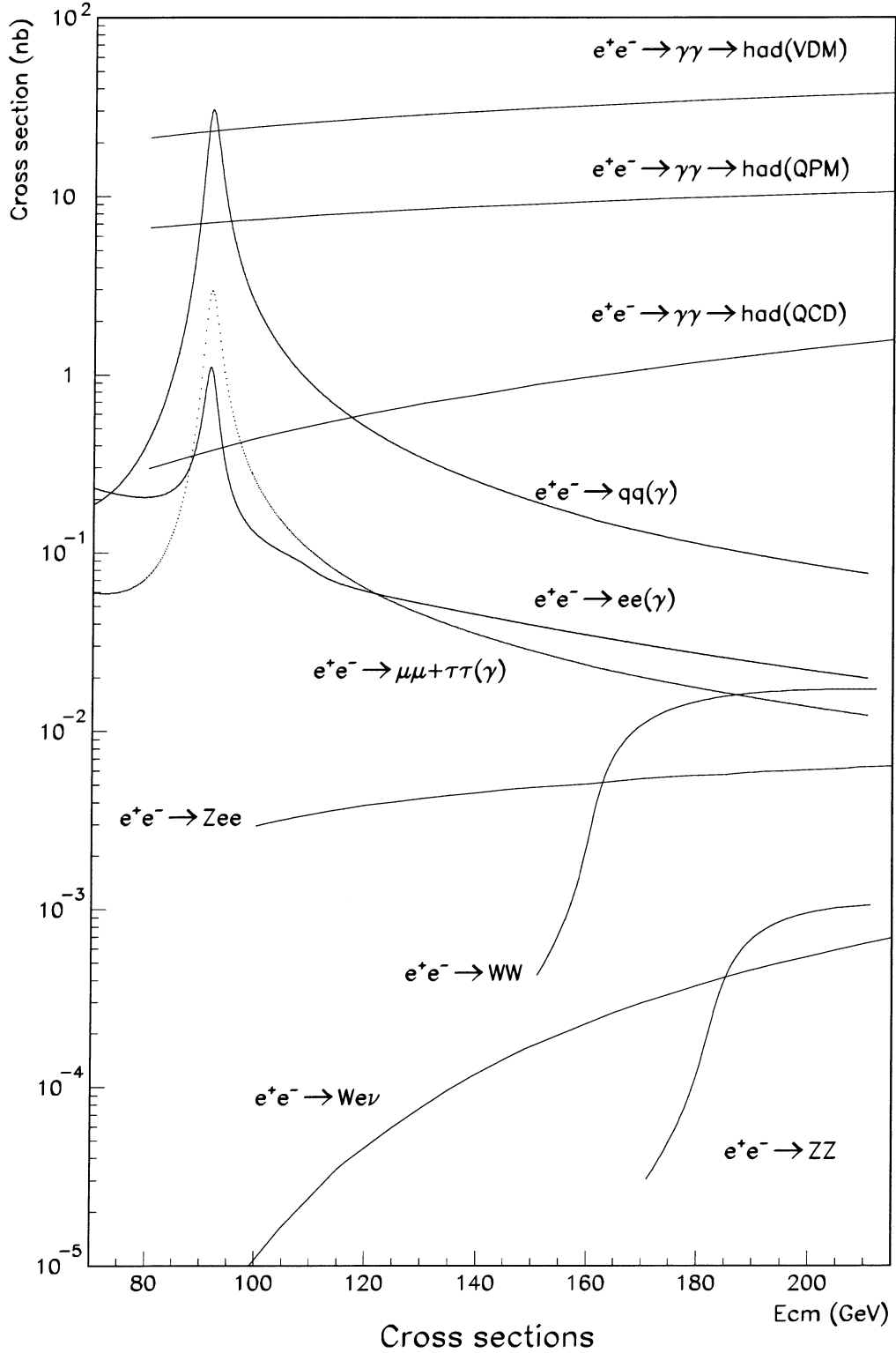


FIG. 1.14: Sections efficaces totales des principaux processus physiques de Lep2. Les sections efficaces indiquées correspondent à: $(e^+e^- \rightarrow qq(\gamma); \sqrt{s'}/s > 0.1)$, $(e^+e^- \rightarrow \mu\mu + \tau\tau(\gamma); \sqrt{s'}/s > 0.1)$, $(e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma); \text{acolinearite} > 20^\circ)$, $(e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-; M_Z > 12 \text{ GeV})$, $(e^+e^- \rightarrow W^+W^-; CC03)$, $(e^+e^- \rightarrow We\nu; \text{no } CC03)$, $(e^+e^- \rightarrow ZZ; NC02)$, $(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow \text{had}(QPM); M_{\gamma\gamma} > 1 \text{ GeV}^2)$, $(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow \text{had}(QCD); M_{\gamma\gamma} > 1 \text{ GeV}^2)$, $(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow \text{had}(VDM); M_{\gamma\gamma} > 1 \text{ GeV}^2)$.

Chapitre 2.

Production de paires fermion-antifermion

Ce chapitre est dédié à l'étude des collisions e^+e^- de haute énergie conduisant à un état final constitué d'une paire fermion-antifermion $f\bar{f}$ où f est un lepton (l) ou un quark (q). La première section rappelle la phénoménologie de la réaction $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ à l'ordre de Born, la deuxième partie décrit l'ajout des corrections radiatives conduisant à une description réaliste du phénomène de production de paires $f\bar{f}$. La troisième partie a pour objet la description de l'analyse expérimentale, réalisée à l'IRES, de l'état final purement hadronique $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$. Enfin, le dernier paragraphe est consacré à l'interprétation physique des résultats dans le cadre du Modèle Standard et au delà de ce contexte phénoménologique.

2.1 Description théorique du processus $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}(\gamma)$ à Lep2

2.1.1 Le processus $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ à l'ordre de Born

Au collisionneur Lep, l'état initial d'un événement physique est constitué d'un électron et d'un positron interagissant de manière purement électrofaible. Le lagrangien du Modèle Standard permet de décrire cette interaction e^+e^- à l'ordre le plus bas à l'aide de deux classes de diagrammes de Feynman (illustrés par la figure 2.1).

- le canal s procédant via l'échange des bosons γ, Z, H ;
- le canal t procédant via l'échange d'un boson γ, Z, H, W^\pm .

Le couplage du Higgs aux paires de fermion f étant proportionnel à m_f/M_Z , l'échange du Higgs par couplage direct est fortement atténué d'un facteur $(m_e/M_Z)^2$, où m_e est la masse de l'électron et M_Z

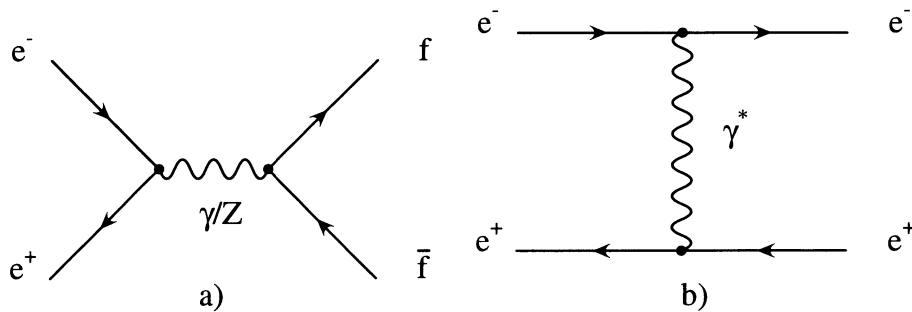


FIG. 2.1: Diagrammes de Feynman à l'ordre de Born de la réaction $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ ($f = \text{lepton ou quark, } \neq \text{neutrino}$).

celle du Z . Par conséquent, cette contribution peut être négligée.

Dans le cadre de la thématique de recherche poursuivie à Strasbourg, nous nous intéresserons par la suite essentiellement à l'état final hadronique ($f = q$) ne mettant en jeu que le diagramme (a) de la figure 2.1 (échange d'un boson vecteur par une réaction d'annihilation).

Les faisceaux d'électrons et de positrons du Lep n'étant pas polarisés, les degrés de liberté caractérisant l'état final de l'interaction e^+e^- sont de façon générale:

- l'angle polaire de diffusion θ du fermion (ou du boson) de l'état final par rapport au faisceau d'électron dans le référentiel de centre de masse du système:

$$\cos \theta \equiv \cos \theta_f = -\cos \theta_{\bar{f}},$$

- les états d'hélicité h_f des particules finales.

2.1.2 Amplitudes de diffusion, sections efficaces

L'élément de matrice résultant de l'interaction $e^+e^- \rightarrow \gamma/Z \rightarrow f\bar{f}$ ($f = l, q$) dans la voie s est la somme de la contribution du photon et de celle du boson Z (correspondant au diagramme de la figure 2.1a).

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_Z,$$

où

$$\mathcal{M}_\gamma = i(4\pi\alpha_{em}/s) [(q_e\gamma_\mu) \otimes (q_f\gamma^\mu)]$$

$$\mathcal{M}_Z = i(4\pi\alpha_{em}/s)\kappa\chi_Z(s) [(\gamma_\mu(g_{Ve} - g_{Ae}\gamma^5)) \otimes (\gamma^\mu(g_{Vf} - g_{Af}\gamma^5))]$$

avec

$$\alpha_{em} = e^2/4\pi \simeq 1/137,$$

$$\kappa = \frac{1}{4\sin^2\theta_W \cos^2\theta_W} = \frac{G_F M_Z^2}{2\sqrt{2}\pi\alpha_{em}} \simeq 1.50,$$

$$\chi_Z(s) = s/(s - M_Z^2 + is\Gamma_Z/M_Z)$$

La notation $[J_\mu \otimes J^\mu]$ représente le produit des courants initial et final:

$$[J_\mu \otimes J^\mu] = (\bar{v}_e J_\mu u_e)(\bar{u}_f J^\mu v_f)$$

où u_f et v_f décrivent les spineurs de fermion et d'antifermion respectivement.

Les hélicités $h_f = \pm 1$ des deux fermions de l'état final ne sont pas indépendantes l'une de l'autre en raison de la conservation de l'hélicité aux vertex mettant en jeu des couplages vectoriels et axio-vectoriels. Il en résulte que $h_f = -h_{\bar{f}}$ et que le processus $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ est la somme de

$$e_L^- e_R^+ \rightarrow f_L \bar{f}_R,$$

$$e_L^- e_R^+ \rightarrow f_R \bar{f}_L,$$

$$e_R^- e_L^+ \rightarrow f_R \bar{f}_L,$$

$$e_R^- e_L^+ \rightarrow f_L \bar{f}_R.$$

Ainsi, les 4 amplitudes de transitions précédentes contribuent à l'échange de photon γ ($|\mathcal{M}_\gamma|^2$), l'échange de boson Z ($|\mathcal{M}_Z|^2$) et à l'interférence γ/Z ($\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z^* + \mathcal{M}_Z \mathcal{M}_\gamma^*$).

En négligeant la masse des fermions ($s \gg m_f^2$), la section efficace différentielle non polarisée s'écrit:

$$\frac{d\sigma^0(e^+e^- \rightarrow f\bar{f})}{d\cos\theta} = \frac{d\sigma_\gamma^0}{d\cos\theta} + \frac{d\sigma_Z^0}{d\cos\theta} + \frac{d\sigma_{\gamma/Z}^0}{d\cos\theta}$$

où les 3 termes proviennent:

- de l'échange du γ (QED):

$$\frac{d\sigma_\gamma^0}{d\cos\theta} = \frac{\pi\alpha_{em}^2}{2s} N_f^c [q_f^2 (1 + \cos^2\theta)]$$

- de l'échange faible de Z :

$$\frac{d\sigma_Z^0}{d\cos\theta} = \frac{\pi\alpha_{em}^2}{2s} N_f^c |\chi|^2 [(g_{Ae}^2 + g_{Ve}^2)(g_{Af}^2 + g_{Vf}^2)(1 + \cos^2\theta) + 8g_{Ae}g_{Ve}g_{Af}g_{Vf}\cos\theta]$$

- de l'interférence γ/Z :

$$\frac{d\sigma_{\gamma/Z}^0}{d\cos\theta} = -\frac{\pi\alpha_{em}^2}{2s} N_f^c [2q_f \mathcal{R}_e(\chi) [g_{Ve}g_{Vf}(1 + \cos^2\theta) + 2g_{Ae}g_{Af}\cos\theta]]$$

où N_f^c représente le facteur de couleur (3 pour les quarks, 1 pour les leptons) et χ contient le propagateur du Z :

$$\chi = \frac{G_F M_Z^2}{2\sqrt{2}\pi\alpha_{em}} \frac{s}{s - M_Z^2 + is\Gamma_Z/M_Z}$$

Ces trois contributions présentent des caractéristiques différentes: la dépendance en \sqrt{s} de l'échange du Z est décrite par une distribution de Breit-Wigner relativiste (associée à une particule massive de spin 1, de masse M_Z et de largeur totale Γ_Z). La présence du facteur $\cos\theta$ induit une contrepartie angulaire antisymétrique. L'échange du photon montre une dépendance en $1/s$ caractéristique de QED alors que le terme angulaire $(1 + \cos^2\theta)$ est symétrique. Enfin, en raison du facteur $(s - M_Z^2)$, le terme d'interférence s'annule pour $\sqrt{s}=M_Z$.¹

L'intégration sur la variable d'angle polaire $\cos\theta$ conduit à la section efficace totale:

$$\sigma^0(e^+e^- \rightarrow f\bar{f}) = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{3s} N_f^c [q_f^2 - 2q_f g_{Ve}g_{Vf}\mathcal{R}_e(\chi) + (g_{Ae}^2 + g_{Ve}^2)(g_{Af}^2 + g_{Vf}^2)|\chi|^2].$$

A la résonance du Z , elle prend pour valeur:

$$\sigma^0(f\bar{f}, \sqrt{s} = M_Z) = \sigma_Z^0(f\bar{f}) + \sigma_\gamma^0(f\bar{f})$$

avec le terme dominant,

$$\sigma_Z^0(f\bar{f}) = \frac{G_F^2 N_f^c}{6\pi} \frac{M_Z^6 (g_{Ae}^2 + g_{Ve}^2)(g_{Af}^2 + g_{Vf}^2)}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2} = \frac{G_F^2 N_f^c}{6\pi} \frac{M_Z^4 (g_{Ae}^2 + g_{Ve}^2)(g_{Af}^2 + g_{Vf}^2)}{\Gamma_Z^2}$$

et le terme correctif QED ($< 1\%$) donné par:

$$\sigma_\gamma^0(f\bar{f}) = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{3M_Z^2} q_f^2 N_f^c.$$

La variation de $\sigma^0(e^+e^- \rightarrow f\bar{f})$ en fonction de \sqrt{s} est illustrée par la figure 2.2. A faible énergie ($\sqrt{s} < M_Z$), la section efficace totale est dominée par le terme d'échange photonique. Inversement,

1. Le choix d'un propagateur complexe de Breit-Wigner dont la largeur dépend de s est motivé par l'espace de phase relativiste et l'introduction des corrections radiatives électrofaibles.

lorsque $\sqrt{s} \rightarrow \infty$, les composantes γ et Z s'équilibrent et la composante d'interférence reste approximativement constante.

La largeur partielle Γ_f de la désintégration $Z \rightarrow f\bar{f}$ est donnée par:

$$\Gamma_f = N_f^c \frac{\alpha_{em} M_Z}{12 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} [g_{Vf}^2 + g_{Af}^2] = N_f^c \frac{G_F M_Z^3}{6\sqrt{2}\pi} [g_{Vf}^2 + g_{Af}^2],$$

proportionnelle à la somme des carrés des couplages vectoriel g_{Vf} et axiovectoriel g_{Af} .

La largeur totale de désintégration du boson Z , Γ_Z , est la somme des largeurs partielles:

$$\Gamma_Z = \Gamma_e + \Gamma_\mu + \Gamma_\tau + \Gamma_{had} + \Gamma_{inv}$$

où $\Gamma_{inv} = N_\nu \Gamma_\nu$ et $\Gamma_{had} = \sum_{q \neq t} \Gamma_q$.

La largeur partielle invisible Γ_{inv} est directement reliée au nombre de familles de neutrino légers (N_ν) dans le cadre du Modèle Standard.

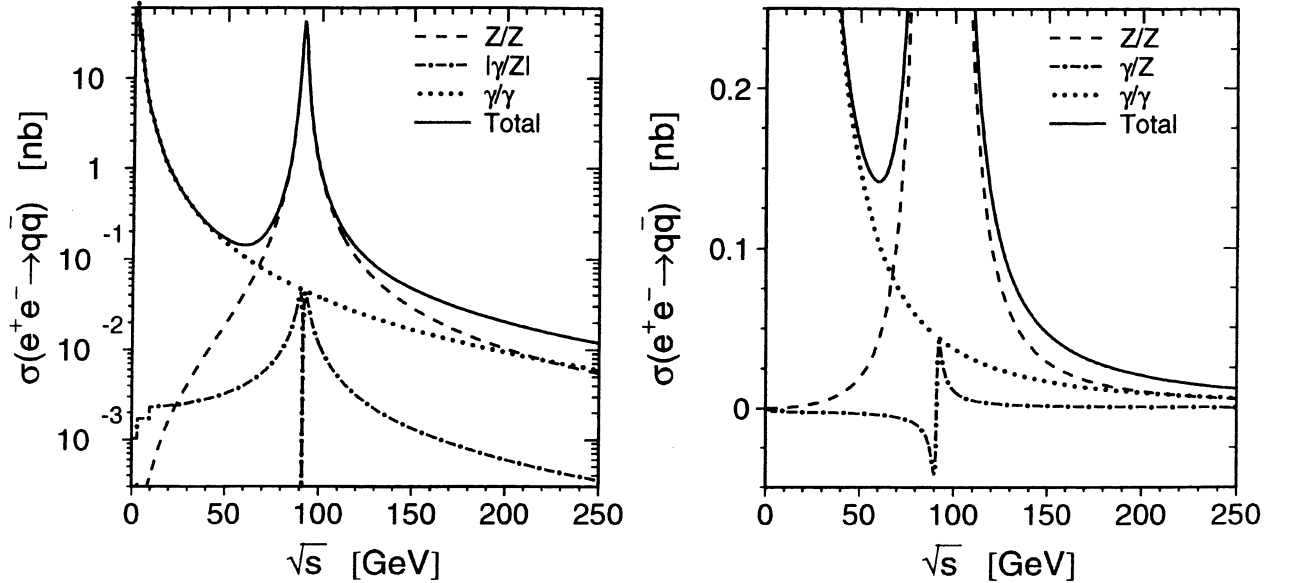


FIG. 2.2: Sections efficaces à l'ordre de Born pour les processus d'annihilation $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse \sqrt{s} . La section efficace totale et les contributions provenant de l'échange du Z , du photon ainsi que l'interférence γ/Z (sa valeur absolue sur l'échelle logarithmique) sont présentées séparément. Aux énergies se situant au dessus de la résonance du Z , l'échange de Z et l'échange de γ sont d'égale importance tandis que le terme d'interférence contribue à hauteur de quelques pour-cents du total.

2.1.3 Asymétries

L'information physique contenue dans l'expression de la section efficace différentielle est expérimentalement accessible par la mesure de trois asymétries. Les asymétries sont des rapports de sections efficaces combinant différemment les composantes chirales ou angulaires des fermions produits. On distingue:

- l'asymétrie avant-arrière $A_{FB}(s)$:

$$A_{FB}(s) = \frac{\sigma^0(\cos \theta > 0) - \sigma^0(\cos \theta < 0)}{\sigma^0(\cos \theta > 0) + \sigma^0(\cos \theta < 0)} = \frac{3}{4} \frac{\sigma_{FB}^0}{\sigma_{tot}^0}$$

- l'asymétrie de polarisation $A_{pol}(s)$:

$$A_{pol}(s) = \frac{\sigma^0(h_f = +1) - \sigma^0(h_f = -1)}{\sigma^0(h_f = +1) + \sigma^0(h_f = -1)} = -\frac{\sigma_{pol}^0}{\sigma_{tot}^0}$$

A Lep, cette mesure est effectuée pour les états finaux $\tau^+\tau^-$ en étudiant les produits de désintégration du τ .

- l'asymétrie de polarisation avant-arrière $A_{FB,pol}(s)$:

$$A_{FB,pol}(s) = \frac{\sigma^0(h_f \cos \theta > 0) - \sigma^0(h_f \cos \theta < 0)}{\sigma^0(h_f \cos \theta > 0) + \sigma^0(h_f \cos \theta < 0)} = -\frac{3}{4} \frac{\sigma_{FB,pol}^0}{\sigma_{tot}^0}$$

Il est à noter qu'avec des faisceaux e^+e^- polarisés, il est possible d'étudier l'asymétrie gauche-droite:

$$A_{LR}(s) = \frac{1}{P} \frac{\sigma^0(P_l^- = -P) - \sigma^0(P_l^+ = +P)}{\sigma^0(P_l^- = -P) + \sigma^0(P_l^+ = +P)} = \frac{\sigma_{LR}^0}{\sigma_{tot}^0}$$

$$\xrightarrow{s \rightarrow M_Z^2} A_e$$

où P_l^\pm désigne le degré de polarisation longitudinale d'un faisceau e^\pm ($P_l = -1$ pour un faisceau d'hélicité gauche; $P_l = +1$ pour un faisceau d'hélicité droite).

Le paramètre de couplage A_f est défini par:

$$A_f = 2 \frac{g_{Vf} g_{Af}}{g_{Vf}^2 + g_{Af}^2}$$

Les asymétries à l'ordre de Born sont représentées sur la figure 2.3 en fonction de \sqrt{s} . Lorsque $\sqrt{s} \rightarrow 0$ les asymétries s'annulent. Lorsque $\sqrt{s} \rightarrow \infty$ les asymétries deviennent constantes. A la résonance du Z où le terme d'interférence γ/Z s'annule, les expressions précédentes des asymétries se simplifient:

$$A_{FB}(s = M_Z^2) = +\frac{3}{4} A_e A_f,$$

$$A_{pol}(s = M_Z^2) = -A_f,$$

$$A_{FB,pol}(s = M_Z^2) = -\frac{3}{4} A_e.$$

La polarisation longitudinale P_f décrivant l'asymétrie différentielle d'hélicité du fermion f en fonction de l'angle de diffusion s'écrit:

$$P_f(\cos \theta, s = M_Z^2) = \frac{d\sigma/d\cos \theta(h_f = +1) - d\sigma/d\cos \theta(h_f = -1)}{d\sigma/d\cos \theta(h_f = +1) + d\sigma/d\cos \theta(h_f = -1)}$$

$$= -\frac{A_f(1 + \cos^2 \theta) + 2A_e \cos \theta}{1 + \cos^2 \theta + 2A_e A_f \cos \theta}$$

dont la valeur moyenne intégrée sur l'angle polaire s'exprime comme:

$$\langle P_f \rangle = -A_f$$

Cette quantité est mesurable dans les production de paires $\tau^+\tau^-$ et est très sensible à $\sin^2 \theta_W$.

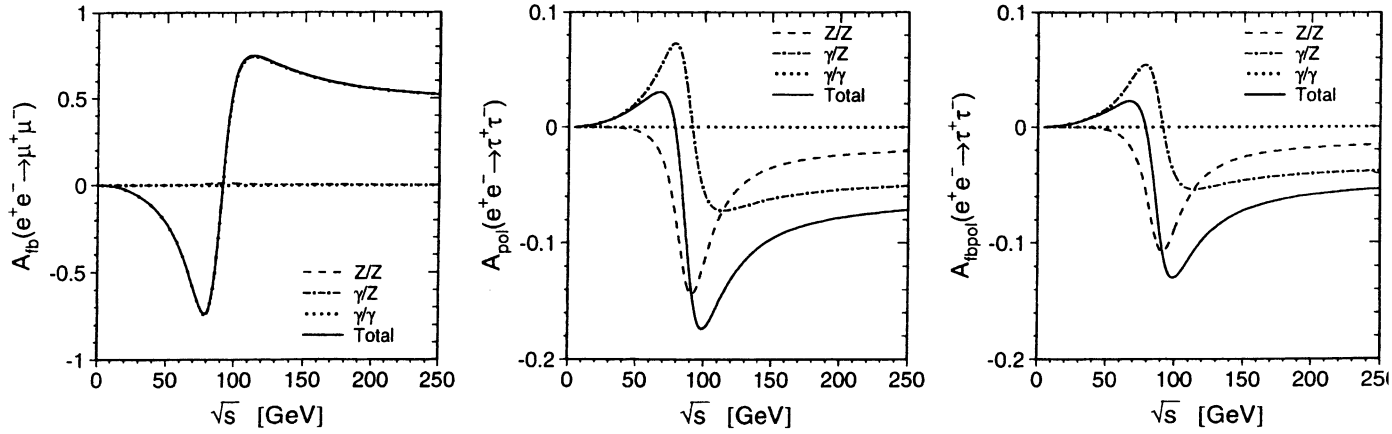


FIG. 2.3: Asymétries à l'ordre de Born pour les processus d'annihilation $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse \sqrt{s} . L'asymétrie totale et les différentes contributions provenant de l'échange d'un Z , d'un photon ainsi que le terme d'interférence γ/Z sont représentées séparément. Dans tous les cas, la contribution γ s'annule. L'asymétrie avant-arrière est dominée par le terme d'interférence alors que pour les asymétries de polarisation, les contributions d'échange du Z et d'interférence s'équilibrent.

2.1.4 Paramétrisation modèle-indépendante de la production $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow f\bar{f}$

Cette section est plus particulièrement dédiée à la paramétrisation de la réaction $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow f\bar{f}$ à $\sqrt{s} \simeq M_Z$ dans le cadre du formalisme de la matrice S ([17],[18][19],[20]). Cette approche diffère de la modélisation classique basée sur les hypothèses et les expressions analytiques du Modèle Standard utilisées dans l'ajustement des observables physiques issues des données collectées à Lep1. Elle offre ainsi la possibilité de vérifier la cohérence des résultats de façon indépendante, ceci avec un ensemble restreint d'hypothèses initiales. L'une d'elles notamment, la valeur de j_{had}^{tot} qui caractérise l'intensité de l'interférence γ/Z est forcée de manière ad hoc à la valeur prédite du MS dans l'analyse classique des mesures réalisées au pic du Z . Nous verrons que les données collectées à Lep2 permettent de s'affranchir de cette restriction simplificatrice et ainsi d'affiner la précision des mesures expérimentales inférées de l'ajustement global des observables électrofaibles.

Cette approche est basée sur la structure analytique de l'élément de matrice de diffusion $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow f\bar{f}$. Celui-ci est développé en une série de Laurent autour du pôle dans le plan complexe de masse invariante: $\chi_Z(s) = \tilde{M}_Z^2 - i\tilde{M}_Z\tilde{\Gamma}_Z$.

Au voisinage de la résonance Z et pour la diffusion $e^+e^- \rightarrow \gamma/Z \rightarrow f\bar{f}$,

$$\mathcal{M}^{f,i}(s) = \frac{R_\gamma}{s} + \frac{R_Z^{f,i}}{s - \chi_Z(s)} + \sum_{n=1}^{\infty} F_n^{f,i}(\chi_Z)(s - \chi_Z)^n \quad i = 0, \dots, 3$$

où R_γ représente le résidu complexe associé au γ ($R_\gamma = \frac{\alpha_{em}(s)}{\alpha_{em}(0)} q_e q_f$) et les 4 coefficients $R_Z^{f,i}$ sont associés aux 4 amplitudes d'hélicité pour l'échange du Z . Les coefficients $F_n^{f,i}(s)$ de la série décrivent des contributions non résonnantes au processus de diffusion et sont numériquement négligeables pour $\sqrt{s} \simeq M_Z$.

Les quatre sections efficaces provenant des amplitudes $\mathcal{M}^{f,i}$ peuvent être combinées linéairement pour obtenir:

Parameter	Average Value	SM Prediction
m_Z [GeV]	91.1882 ± 0.0031	—
Γ_Z [GeV]	2.4945 ± 0.0024	2.4932
$r_{\text{had}}^{\text{tot}}$	2.9637 ± 0.0062	2.9603
r_{ℓ}^{tot}	0.14245 ± 0.00032	0.14253
$j_{\text{had}}^{\text{tot}}$	0.14 ± 0.14	0.22
j_{ℓ}^{tot}	0.004 ± 0.012	0.004
r_{ℓ}^{fb}	0.00292 ± 0.00019	0.00266
j_{ℓ}^{fb}	0.780 ± 0.013	0.799

TAB. 2.1: Résultats de l'ajustement des paramètres du Modèle Standard dans le cadre du formalisme de la matrice S obtenues à partir des données collectées par les 4 expériences Lep en 1997 (l'universalité leptonique est supposée).

$$\sigma_A(s) = \frac{4}{3} \pi \alpha_{em}^2 \left(\frac{r_A^\gamma}{s} + \frac{sr_A^f + (s - \widetilde{M}_Z^2)j_A^f}{(s - \widetilde{M}_Z^2)^2 + \widetilde{M}_Z^2 \widetilde{\Gamma}_Z^2} \right)$$

où l'indice $A = \text{tot}, FB, \text{pol}, (FB, \text{pol})$.

En faisant l'hypothèse que la contribution QED r_A^γ est exactement calculable, les paramètres libres de cette méthode sont:

- La masse du Z , \widetilde{M}_Z ,
- la largeur du Z , $\widetilde{\Gamma}_Z$ (indépendante de s),
- les 14 quantités (expérimentalement accessibles): $j_{\text{tot}}^{\text{had}}$ (interférence γ/Z hadronique), $r_{\text{tot}}^{\text{had}}$ (échange Z hadronique), j_{tot}^l (interférence γ/Z leptonique), r_{tot}^l (échange Z leptonique), r_{fb}^l (asymétrie leptonique avant-arrière), j_{fb}^l (pente d'asymétrie quantifiant la dépendance de r_{fb}^l en fonction de \sqrt{s}). L'hypothèse d'universalité leptonique réduit ce nombre d'observables à 6.

Les deux premiers paramètres sont reliés aux paramètres M_Z et Γ_Z issus du formalisme utilisant une largeur dépendante de s dans le propagateur par:

$$\widetilde{M}_Z = (1 + (\Gamma_Z/M_Z)^2)^{-1/2} M_Z \simeq M_Z - 34.1 \text{ MeV}$$

$$\widetilde{\Gamma}_Z = (1 + (\Gamma_Z/M_Z)^2)^{-1/2} \Gamma_Z \simeq \Gamma_Z - 0.9 \text{ MeV}$$

De même, les asymétries correspondantes peuvent être définies par:

$$\mathcal{A}_A(s) = \frac{\sigma_A(s)}{\sigma_{\text{tot}}(s)}.$$

Les résultats combinés de Lep1 en 1997 conduisent aux valeurs du tableau 2.1 [21].

La contribution du terme d'interférence γ/Z est inférieure à 0.6% dans la région de centre de masse $M_Z \pm 3 \text{ GeV}$ et change de signe à $\sqrt{s}=M_Z$. Celle-ci reste donc faible, difficilement mesurable

et est donc fixée à la valeur prédite par le Modèle Standard dans les ajustements. Afin de relâcher l'hypothèse précédente et en raison de la forte anticorrélation entre j_{tot}^{had} et M_Z , il est judicieux d'utiliser les résultats obtenus dans un domaine cinématique éloigné de $\sqrt{s} \simeq M_Z$ où la sensibilité de j_{tot}^{had} augmente pour déterminer ce dernier. A l'inverse du domaine $\sqrt{s} < M_Z$ où la contrainte de j_{tot}^{had} est atténuée par les effets d'ISR (rayonnement de photon dans l'état initial), les résultats collectés à Lep2 accroissent sensiblement la précision des ajustements pour lesquels le terme j_{tot}^{had} est laissé libre de varier (voir résultats, troisième section).

2.2 Les corrections radiatives

Les résultats présentés dans la section précédente dans l'approximation de Born ne sont pas directement applicables aux énergies de collision du Lep ($\sqrt{s} \sim 100 - 200 \text{ GeV}$) car les corrections radiatives provenant de diagrammes d'ordre supérieur du développement perturbatif doivent être appliquées aux observables fondamentales afin d'interpréter correctement les mesures expérimentales. Nous savons que le Modèle Standard électrofaible est décrit par un ensemble de paramètres fondamentaux: les 2 couplages des groupes de symétrie $SU(2)$ et $U(1)$, les 2 paramètres du potentiel de Higgs, les 9 couplages de Yukawa des fermions avec le Higgs, les 4 paramètres de la matrice CKM de mélange des quarks par échange de W (en négligeant la masse des neutrinos). Le nombre total de paramètres est de 26 si l'on ne néglige plus les masses des neutrinos. Ces grandeurs peuvent être remplacées par un ensemble de paramètres physiques plus aisément accessibles du point de vue expérimental, composés de la constante de couplage électromagnétique, de la constante de Fermi, des masses des bosons Z , H et des fermions (dans leur réalisation sur couche de masse ("on shell mass scheme")):

$$\{\alpha_{em}, G_F, M_Z, M_H, m_f\}$$

ainsi que les 4 paramètres de la matrice CKM. Toutes les prédictions, toutes les corrections radiatives peuvent être déduites de ces paramètres d'entrée dans le cadre du Modèle Standard. A haute énergie, ces prédictions dépendent essentiellement de 3 paramètres: $\{\alpha_{em}, G_F, M_Z\}$.

Basées sur la nature de leur interaction fondamentale, les corrections radiatives peuvent être approximativement classées en corrections QED, corrections QCD ou corrections faibles. Il est néanmoins plus utile d'établir une classification sous-tendue par la topologie des diagrammes de Feynman impliqués dans ces corrections d'ordre supérieur. Ainsi on distingue:

- les corrections de propagateur des bosons de jauge (correction d'énergie propre du boson),
- les corrections de vertex et les diagrammes en boîte,
- les corrections de bremsstrahlung QED et QCD.

Les deux premières contributions sont quantitativement faibles ($\mathcal{O}(10^{-2})$) et sont communément appelées corrections électrofaibles. Difficiles à calculer, elles renferment cependant d'importantes contraintes sur les paramètres libres du Modèle tels que la masse du boson de Higgs, du boson Z et du quark top. Plus facilement calculable, la dernière contribution requiert néanmoins une estimation précise en raison de son importance numérique ($\mathcal{O}(10^{-1})$).

2.2.1 Les corrections de propagateur

Une caractéristique importante des corrections de propagateur est leur universalité, i.e. leur "indépendance" à l'égard des états initiaux et finaux du processus physique considéré. Leur nature

est donc identique quels que soient l'énergie envisagée et les importants développements théoriques menés à Lep1 sont directement applicables à Lep2.

a) Corrections QED

La correction $\mathcal{O}(\alpha_{em}^2)$ du propagateur du γ , aussi appelée polarisation du vide (ou énergie propre du photon) est bien connue en électrodynamique quantique (QED). Elle consiste en l'insertion d'une boucle de fermions dans le propagateur du photon de quadriimpulsion k^μ comme l'illustre la figure 2.4.

Une contribution finie $\Pi^\gamma(k^2)$ résultant du diagramme de polarisation du vide modifie le propagateur du photon suivant la forme:

$$-i \frac{g^{\alpha\beta}}{k^2 + i\varepsilon} \rightarrow -i \frac{g^{\alpha\beta}}{k^2 + i\varepsilon} [1 + e^2 \Pi^\gamma(k^2)] + \mathcal{O}(e^4)$$

qui vérifie

$$\lim_{k^2 \rightarrow 0} \Pi^\gamma(k^2) = 0$$

En QED, ce diagramme conduit à la renormalisation de la charge électrique élémentaire $e^2 = 4\pi\alpha_{em}$ [2] car la correction du propagateur peut être absorbée dans la définition de la charge e grâce à l'universalité de la correction:

$$e \rightarrow e(s) = e(1 - \frac{1}{2}\Pi^\gamma(s))$$

Les termes divergents qui apparaissent dans le calcul sont éliminés par la renormalisation adéquate de la charge électrique dans le lagrangien.

Comme $\alpha_{em} = \frac{e^2}{4\pi}$, la correction issue de la polarisation du vide est habituellement réinterprétée comme la dépendance en énergie de la constante de couplage électromagnétique conduisant à une constante de structure courante $\alpha_{em}(s)$ dépendant du moment de transfert $k^2 = s$:

$$\alpha_{em} \equiv \alpha_{em}(0) \rightarrow \alpha_{em}(s) = \frac{\alpha_{em}}{1 - \Delta\alpha_{em}(s)} \quad (2.1)$$

où $\alpha_{em}(0) = [137.0359895(61)]^{-1}$ [1]

Chaque fermion léger ($4m_f^2 < s$) de la boucle contribue à $\Delta\alpha_{em}(s)$ au travers d'une quantité $\Delta\alpha_{em}^f(s)$ [22]:

$$\begin{aligned} \Delta\alpha_{em}^f(s) &= \frac{\alpha_{em}}{3\pi} N_c^f q_f^2 \left[-\frac{5}{3} - 4\frac{m_f^2}{s} + \beta_f \left(1 + 2\frac{m_f^2}{s} \right) \ln \left(\frac{1 + \beta_f}{1 - \beta_f} \right) \right] \\ &\xrightarrow{4m_f^2 \ll s} \frac{\alpha_{em}}{3\pi} N_c^f q_f^2 \left[\ln \frac{s}{m_f^2} - \frac{5}{3} \right] \end{aligned}$$

où $\beta_f = (1 - 4m_f^2/s)^{1/2}$.

Pour les fermions lourds ($4m_f^2 > s$):

$$\Delta\alpha_{em}^f(s) = -\frac{\alpha_{em}}{3\pi} N_c^f q_f^2 \frac{3}{5} \frac{s}{m_f^2}$$

Remarquons que bien que $\Delta\alpha_{em}^f(s)$ soit logarithmiquement stable pour la limite UV ($s \rightarrow \infty$), cette quantité est IR divergente ($s \rightarrow 0$). Cette divergence est annulée par l'addition des corrections de

photon réel de bremsstrahlung qui accompagne toujours un processus physique réel.

Les relations précédentes indiquent que les fermions très lourds (comme le quark top) contribuent très peu à la correction de polarisation du vide (conséquence du théorème de découplage). Dans la région de la résonance du Z , $\Delta\alpha_{em}^{top}(M_Z^2) = -0.76 \cdot 10^{-4}$ peut être négligé devant la contribution leptonique (calculée au troisième ordre avec une incertitude négligeable) $\Delta\alpha_{em}^{e\mu\tau}(M_Z^2) = +314.98 \cdot 10^{-4}$ [23]. Pour les quarks légers $q = u, d, s, c, b$ ($m_q^2 \ll s$), les corrections hadroniques deviennent importantes mais la formule précédente est inapplicable en raison de la contribution compliquée de gluons dans la boucle de quarks et la présence de resonances de basse énergie non calculable par développement perturbatif. Par ailleurs, les masses des quarks légers (u et d en particulier) sont très mal connues. Le terme issu de la contribution des 5 quarks légers $\Delta\alpha_{em}^{(5)}(s)$ est donc évalué à partir de mesures expérimentales en s'aidant de la formule de dispersion:

$$\Delta\alpha_{em}^{(5)}(s) = -\frac{\alpha_{em}s}{3\pi} \mathcal{R}_e \left[\int_{4m_\pi^2}^{\infty} ds' \frac{R(s')}{s'(s' - s - i\epsilon)} \right]$$

où $R(s) = \frac{\sigma^0(e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow had)}{\sigma^0(e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-)}$, σ^0 représentant les mesures expérimentales déconvoluées des effets de radiation QED et de la dépendance en énergie de $\alpha_{em}(s)$. Les erreurs expérimentales de la section efficace hadronique à des énergies comprises entre 1 et 7 GeV dominent l'erreur totale sur $\Delta\alpha_{em}^{(5)}$ [23]:

$$\Delta\alpha_{em}^{(5)}(s = M_Z^2) = 0.02804 \pm 0.00065$$

et plus récemment ([25]):

$$\Delta\alpha_{em}^{(5)}(s = M_Z^2) = 0.02761 \pm 0.00036$$

Ces dernières années, différentes évaluations [26] de $\Delta\alpha_{em}^{(5)}(M_Z^2)$ ont été effectuées visant à appliquer la modélisation perturbative de QCD dans les désintégrations hadroniques de τ . De nouvelles mesures de précision sont néanmoins nécessaires pour confirmer la validité des nouveaux développements théoriques et s'assurer du contrôle des effets systématiques. Récemment, la collaboration BES travaillant au collisionneur e^+e^- BEC de basse énergie à Beijing a publié des résultats pour $2.60 < \sqrt{s} < 3.55 \text{ GeV}$ indiquant une section efficace totale hadronique en accord avec les prédictions du modèle QCD perturbatif [27].

L'erreur obtenue sur $\Delta\alpha_{em}^{(5)}$ est réduite [28]:

$$\Delta\alpha_{em}^{(5)}(s = M_Z^2) = 0.02738 \pm 0.00020$$

La contribution hadronique $\Delta\alpha_{em}^{(5)}(M_Z^2)$ est voisine de la contribution leptonique et son erreur, dominée par les termes de sections efficaces à $\sqrt{s} \ll M_Z$, est la composante principale de l'erreur sur $\alpha_{em}(s)$. Malgré la connaissance très précise de la limite de Thomson de la physique atomique $\alpha_{em}(0)$, l'incertitude finale sur $\alpha_{em}(s \geq M_Z^2)$ reste encore relativement importante [29]:

$$\alpha_{em}(M_Z^2) = (128.978 \pm 0.027)^{-1}$$

b) Corrections faibles

Ayant déterminé $\alpha_{em}(s)$, l'interdépendance des masses des bosons W et Z s'écrit:

$$M_W^2 \left(1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} \right) = \frac{\pi\alpha_{em}}{\sqrt{2}G_F} \frac{1}{1 - \Delta\alpha_{em}(s)} \frac{1}{1 - \Delta r_w} = \frac{\pi\alpha_{em}(s)}{\sqrt{2}G_F} \frac{1}{1 - \Delta r_w} \quad (2.2)$$

La nouvelle correction, appelée correction faible r_w , est introduite pour décrire toutes les corrections de propagateur à une et deux boucles (excepté le diagramme de polarisation du vide QED) illustrés

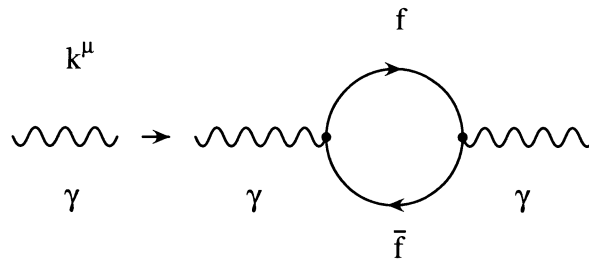


FIG. 2.4: Modification du propagateur du photon par inclusion d'une boucle de fermions (diagramme de polarisation du vide).

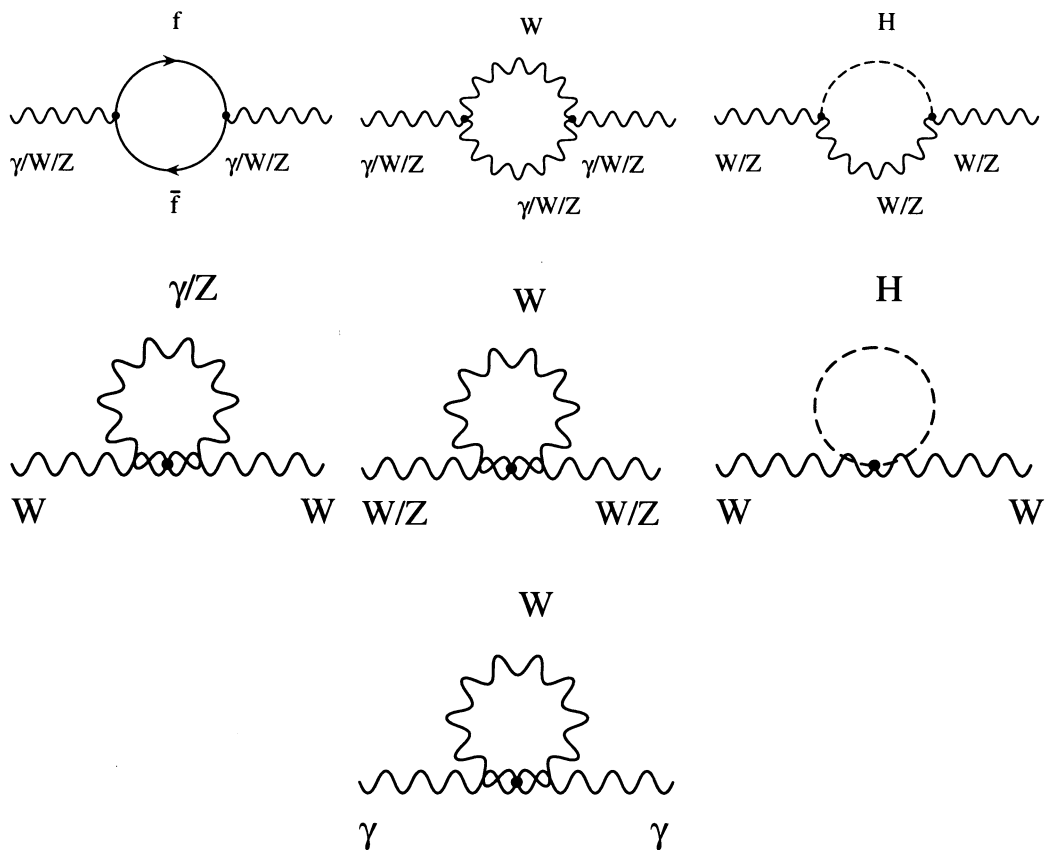


FIG. 2.5: Corrections d'ordres supérieurs aux propagateurs de boson de jauge (correction à une boucle et transition). Le diagramme de polarisation du vide QED est exclu.

par la figure 2.5 [30].

Dans le cadre du Modèle Standard, la correction Δr_w est la somme d'une contribution principale $\Delta\rho$ et d'un terme résiduel Δr_{res} :

$$\Delta r_w = -\frac{\cos^2 \theta_W}{\sin^2 \theta_W} \Delta\rho + \Delta r_{res}$$

Le paramètre de Veltman $\rho = 1/(1 - \Delta\rho)$ est défini comme le rapport du courant neutre faible au courant chargé faible dans la limite des moments de transfert nuls. A l'ordre de Born, $\Delta\rho = 0$. Les corrections à une boucle des propagateurs de W et de Z font intervenir des fermions et des bosons lourds. Chaque doublet d'isospin faible de fermions gauches de masse m_1 et m_2 ($m_1 \geq m_2$) contribue à $\Delta\rho$ d'une quantité [31]:

$$\begin{aligned} \Delta\rho^{(f)} &= N_c^f \frac{G_F}{8\pi^2\sqrt{2}} \left[m_1^2 + m_2^2 - 2 \frac{m_1^2 m_2^2}{m_1^2 - m_2^2} \ln \frac{m_1^2}{m_2^2} \right] \\ &\xrightarrow{m_1 \simeq m_2} 0 \\ &\xrightarrow{m_1 \gg m_2} N_c^f \frac{G_F m_1^2}{8\pi^2\sqrt{2}} \end{aligned}$$

Contrairement à $\Delta\alpha_{em}^{(f)}$, $\Delta\rho^{(f)}$ est négligeable pour les fermions légers mais important pour les fermions lourds dont le partenaire d'isospin est léger, tel le couple (beauté, top).

Ainsi,

$$\Delta\rho^{(t)} = 3 \frac{G_F m_t^2}{8\pi^2\sqrt{2}} = \frac{3\alpha_{em}}{16\pi \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} \frac{m_t^2}{M_Z^2}$$

La sommation des logarithmes dominants de QED conduisant à la modification: $1 + \Delta\alpha \rightarrow 1/(1 - \Delta\alpha)$, il est possible de montrer [31] à partir d'arguments du groupe de renormalisation que tous les ordres des corrections logarithmiques dominantes $(\Delta\alpha_{em})^n$ sont prise en compte correctement par cette transformation.

La resommation de $\Delta\rho$ à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha^2)$ est complexe à calculer [32]. L'effet principal des ordres supérieurs ($\mathcal{O}(G_F^2 m_t^4)$ et $\mathcal{O}(G_F^2 m_t^2 M_Z^2)$) est de légèrement réduire la dépendance en m_t de $\Delta\rho^{(t)}$ exprimée précédemment et d'introduire des corrections QCD d'ordre $\mathcal{O}(\alpha_{em}\alpha_s)$:

$$\Delta\rho = \frac{3G_F m_t^2}{8\pi^2\sqrt{2}} \left[1 + \frac{G_F^2 m_t^2}{8\pi^2\sqrt{2}} \delta\rho_{(2)} + \delta\rho_{QCD} \right]$$

avec $\delta\rho_{(2)}$ fonction du rapport M_H/m_t décrivant la contribution à deux boucles et

$$\delta\rho_{QCD} = -\frac{\alpha_s}{\pi} \frac{2}{3} \left(\frac{\pi^2}{3} - 1 \right) - 14.59 \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2.$$

Les contributions du quark top apparaissent également dans Δr_{res} , $\Delta r_{res}^{(t)}$. La combinaison des différentes composantes provenant du quark top devient ainsi:

$$\begin{aligned}
\Delta r_w^{(t)} &= -\cot g^2 \theta_W \Delta \rho^{(t)} + \Delta r_{res}^{(t)} \\
&= -\frac{G_F M_W^2}{8\pi^2 \sqrt{2}} \left[3\cot g^2 \theta_W \frac{m_t^2}{M_W^2} + (1 + \delta \rho_{QCD}) + 2 \left(\cot g^2 \theta_W - \frac{1}{3} \right) \ln \frac{m_t^2}{M_W^2} \right. \\
&\quad \left. + \frac{4}{3} \ln \cos^2 \theta_W + \cot g^2 \theta_W - \frac{7}{9} \right]
\end{aligned}$$

La combinaison des différentes composantes provenant du boson de Higgs s'écrit quant à elle:

$$\begin{aligned}
\Delta r_w^{(H)} &= -\cot g^2 \theta_W \Delta \rho^{(H)} + \Delta r_{res}^{(H)} \\
&= \frac{11}{3} \frac{G_F M_W^2}{8\pi^2 \sqrt{2}} \left(\ln \frac{M_H^2}{M_W^2} - \frac{5}{6} \right) \text{ pour } M_H > M_W
\end{aligned}$$

Il est important de remarquer que la dépendance des corrections électrofaibles est quadratique en m_t alors qu'elle n'est que logarithmique en M_H , autrement dit l'effet du boson de Higgs est atténué (il s'agit de "l'écrantage de Veltman" [31]) résultant de la symétrie additionnelle $SU(2)_R$ présente dans le secteur de Higgs du Modèle Standard.

La quantité $\Delta r_{res}^{(H)}$ permet de prendre en compte les effets non dominants d'ordre supérieur telles les singularités de masse de fermions légers $\alpha_{em}^2 \ln \frac{M_Z}{m_f}$.

2.2.2 Les corrections de vertex et de boîtes, les corrections d'énergie propre

Nous arrivons maintenant à une partie complexe des corrections radiatives. Les corrections faibles au processus de production de paires $f\bar{f}$ sont classées en corrections de propagateur des bosons de jauge, corrections de vertex fermions-boson, corrections de boîtes et corrections d'énergie propre des lignes de fermions externes. Les corrections de vertex, contrairement aux corrections de propagateur (sans changement de la nature du vecteur intermédiaire) ne sont pas universelles: elles dépendent de la saveur des fermions en interaction. Le quark top occupe une place particulière en raison de sa contribution virtuelle dans le vertex.

L'ensemble des corrections de vertex est illustré par la figure 2.6, les corrections de boîtes par la figure 2.8 et les corrections d'énergie propre par la figure 2.7 .

L'inclusion des termes d'ordre supérieur liés aux propagateurs, aux vertex, aux boîtes et aux énergies propres ainsi que la particularité de la correction à une boucle avec transition γ/Z (figure 2.9) qui contribue à modifier le rapport entre le couplage axial et le couplage vectoriel, conduit à une paramétrisation générale du Modèle Standard suivant l'approche dite des constantes de couplage effectives.

Les corrections radiatives faibles modifient les éléments de matrice \mathcal{M}_γ et \mathcal{M}_Z en introduisant des facteurs de forme complexes fonctions de \sqrt{s} , $F_A(s)$, $G_{Vf}(s)$ et $G_{Af}(s)$ tels que:

- $\mathcal{M}_\gamma = i(4\pi\alpha_{em}/s)F_A(s)[(q_e\gamma_\mu) \otimes (q_f\gamma^\mu)]$,
- $\mathcal{M}_Z = i(\sqrt{2}G_F M_Z^2 \chi(s))[(\gamma_\mu(G_{Ve}(s) - G_{Ae}(s)\gamma^5)) \otimes (\gamma^\mu(G_{Vf}(s) - G_{Af}(s)\gamma^5))]$,

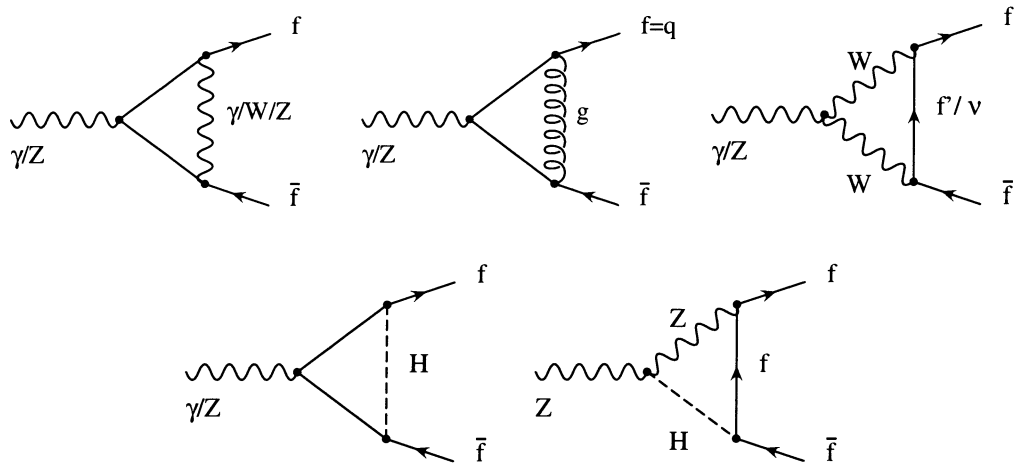


FIG. 2.6: Corrections de vertex $(\gamma/Z)f\bar{f}$. L'échange des lignes externes f et \bar{f} est implicite.

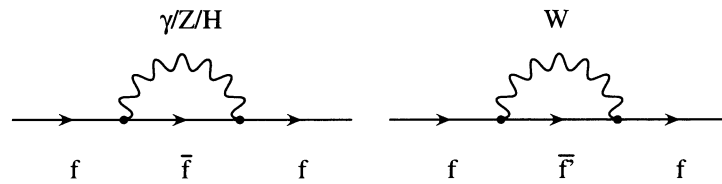


FIG. 2.7: Corrections d'énergie propre des lignes fermioniques.

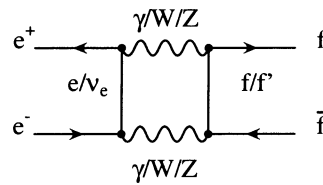


FIG. 2.8: Corrections de boîte AA, AZ, ZZ ($A = \gamma, W$). L'échange des lignes externes f et \bar{f} est implicite.

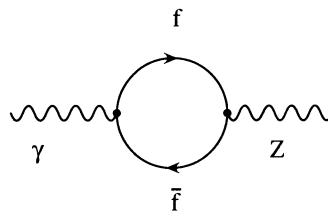


FIG. 2.9: Diagramme de transition γ/Z à une boucle.

On redéfinit ainsi de nouveaux couplages vectoriel et axiovectoriel par la correspondance symbolique suivante:

- échange du Z : $\{g_{Vf}^2, g_{Af}^2, g_{Vf}g_{Af}\} \rightarrow \{|G_{Vf}|^2, |G_{Af}|^2, \mathcal{R}_e(G_{Vf}G_{Af}^*)\}$
- échange du γ : $q_e^2 q_f^2 \rightarrow q_e^2 q_f^2 |F_A(s)|^2$
- interférence γ/Z :

$$\begin{aligned} q_e q_f \{g_{Ve}g_{Vf}, g_{Ae}g_{Af}\} \mathcal{R}_e(\chi_Z(s)) &\rightarrow q_e q_f \mathcal{R}_e(\{G_{Ve}G_{Vf}, G_{Ae}G_{Af}\} F_A^*(s) \chi_Z(s)) \\ q_e q_f \{g_{Ve}g_{Af}, g_{Ae}g_{Vf}\} \mathcal{R}_e(\chi_Z(s)) &\rightarrow q_e q_f \mathcal{R}_e(\{G_{Ve}G_{Af}, G_{Ae}G_{Vf}\} F_A^*(s) \chi_Z(s)) \end{aligned}$$

Les expressions analytiques des fonctions $G_{A(e,f)}$ et $G_{V(e,f)}$ sont très compliquées et dépendent des constantes de couplage électrofaibles $g_{A(e,f)}$, $g_{V(e,f)}$ ainsi que des masses des bosons et des fermions. Elles peuvent être obtenues dans les références [33][12].

La partie réelle de $F_A(s)$ est la constante de structure électromagnétique courante $\alpha_{em}(s)$ vue précédemment et qui vérifie:

$$\mathcal{R}_e(F_A(s)) = \frac{1}{1 - \Delta\alpha_{em}(s)}$$

La partie imaginaire (résultant principalement des corrections de vertex) est donnée par:

$$\begin{aligned} \mathcal{I}_m(F_A(s)) &= -\frac{1}{3} \sum N_c^f q_f^2 \beta_f \left(1 - \frac{2m_f^2}{s}\right) \Theta(s - 4m_f^2) \\ &\xrightarrow{s \rightarrow M_Z^2} -\frac{1}{3} \sum_{f \neq t} q_f^2 N_c^f \end{aligned}$$

Les couplages complexes vectoriel et axiovectoriel sont habituellement réexprimés en fonction de facteurs de forme complexes $\rho_f(s)$ et $\kappa_f(s)$:

$$G_{Vf}(s) = \sqrt{\rho_f(s)} (T_3^f - 2q_f \kappa_f(s) \sin^2 \theta_W)$$

$$G_{Af}(s) = \sqrt{\rho_f(s)} T_3^f$$

Ces facteurs de forme complexes $\rho_f(s)$ et $\kappa_f(s)$ peuvent se subdiviser en une composante universelle et une composante non universelle dont les origines sont les corrections de vertex, les diagrammes en boîtes et l'énergie propre des lignes externes:

$$\rho_f = (\rho)_{univ} + (\Delta\rho_f)_{nonuniv}$$

$$\kappa_f = (\kappa)_{univ} + (\Delta\kappa_f)_{nonuniv}$$

avec

$$(\rho)_{univ} = 1 + (\Delta\rho)_{univ}$$

$$(\kappa)_{univ} = 1 + (\Delta\kappa)_{univ}$$

$\rho(s)$ peut être interprété comme un facteur modifiant la constante de couplage faible et en conséquence:

$$\pi\alpha_{em}/\sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W \rightarrow \rho(s) \sqrt{2} G_F M_Z^2$$

où $\mathcal{R}_e(\rho) = (1 - \Delta\rho(s))^{-1}$ correspond à la correction de propagateur déjà rencontrée au chapitre précédent.

La quantité $\kappa(s)$ peut être interprétée comme une correction à la partie dépendante de la charge du couplage vectoriel, donc issue de la transition de propagateur γ/Z et ainsi:

$$\sin^2 \theta_W \rightarrow \kappa(s) \sin^2 \theta_W$$

$$\text{où } \kappa(s) = \frac{1}{1 - \Delta\kappa(s)}$$

Pour les mesures effectuées au pôle du Z , les couplages complexes peuvent être considérés constants en fixant $s = M_Z^2$: c'est l'approximation dite du pôle du Z . Afin d'éviter un angle de mélange et des couplages complexes, seules les parties réelles sont retenues (couplage effectif):

$$\alpha_{em}(M_Z^2) = \mathcal{R}_e(\alpha_{em}(M_Z^2)) = \frac{\alpha_{em}}{1 - \Delta\alpha_{em}(M_Z^2)}$$

$$g_{Af} = \mathcal{R}_e(\sqrt{\rho_f}) T_3^f$$

$$g_{Vf} = \mathcal{R}_e(\sqrt{\rho_f})(T_3^f - 2\mathcal{R}_e(\kappa_f)q_f \sin^2 \theta_W)$$

et l'on définit l'angle de mélange effectif (dépendant de la saveur fermionique f):

$$\sin^2 \bar{\theta}_f = \mathcal{R}_e(\kappa_f) \sin^2 \theta_W$$

L'approximation pour laquelle les parties imaginaires sont négligées et pour laquelle $\Gamma_Z \rightarrow s\Gamma_Z/M_Z^2$ est appelée **approximation de Born améliorée** ("Improved Born Approximation", IBA).

A la suite de ces opérations, on obtient une formule décrivant le processus de création de paires de fermions (déconvoluée des effets de bremsstrahlung) avec une bonne précision ($\leq 0.5\%$) dans l'intervalle $[M_Z - \Gamma_Z; M_Z + \Gamma_Z]$. Cette approximation reste toutefois inadéquate pour les mesures de précision finales de Lep1 pour lesquelles les parties imaginaires sont prises en compte (et fixées à leur prédiction du MS).

Revenons un instant aux seules corrections de vertex. Pour tous les fermions excepté le quark b , la dépendance en saveur de la correction de vertex est très faible. Cet effet provient de la présence de son isopartenaire, le quark top, dans le vertex correctif Wtb et de l'importance de l'élément de matrice $|V_{tb}| \simeq 1$.

Pour le quark b ,

$$\Delta\rho_b = -\frac{4}{3}\Delta\rho$$

$$\Delta\kappa_b = -\frac{1}{2}\Delta\rho_b = +\frac{2}{3}\Delta\rho$$

Il est à présent important de faire une remarque quant à la définition de l'angle de Weinberg θ_W défini à l'ordre de Born par $\sin^2 \theta_W = 1 - M_W^2/M_Z^2$. L'angle de Weinberg θ_W n'est pas un paramètre fondamental de la théorie et en conséquence, il peut être défini d'une façon adaptée aux degrés de précision des calculs envisagés et en fonction du schéma de renormalisation considéré.

De l'équation de base:

$$\sin^2 \theta (1 - \sin^2 \theta) = (\pi\alpha_{em}/\sqrt{2}G_F M_Z^2)(1 - \Delta),$$

on dérive:

$$\sin^2 \theta = \frac{1}{2} \left[1 - \left(1 - 4 \frac{\pi\alpha_{em}}{\sqrt{2}G_F M_Z^2} \frac{1}{1 - \Delta} \right)^{1/2} \right]$$

Schéma	Δ	$\sin^2 \theta$ (valeur)
Born	0	$\sin^2 \theta$ (0.2320)
+QED	$\Delta\alpha_{em}$	$\sin^2 \theta_0$
+énergies propres	$\Delta\bar{r} = \Delta\alpha_{em} - \Delta\rho + \Delta\bar{r}_{res}$	$\sin^2 \bar{\theta}_W = (1 + \Delta\kappa) \sin^2 \theta_W$
+corrections de vertex (Effectif)	$\Delta\bar{r}_f = \Delta\alpha_{em} - \Delta\rho + \Delta\bar{r}_{f,res}$	$\sin^2 \bar{\theta}_f = \kappa_f \sin^2 \theta_W$ (0.231136(15), ($f = l$))
Onshell	$\Delta r = \Delta\alpha_{em} - \cot g^2 \theta_W \Delta\rho + \Delta r_{res}$	$\sin^2 \theta_W = 1 - M_W^2/M_Z^2$ (0.22272(38))
\overline{MS}	$\Delta\hat{r} = \Delta\alpha_{em} - \Delta\rho + \Delta\hat{r}_{res}$	$\sin^2 \hat{\theta}_W = \hat{\kappa}_f \sin^2 \theta_W$ (0.23107(16))

TAB. 2.2: Définitions des angles $\sin^2 \theta_W$ en fonction des schémas correctifs envisagés.

qui peut être défini suivant les différents degrés correctifs résumés dans la table 2.2.

Les mesures de production de paires $f\bar{f}$ à la résonance du Z effectuées à Lep1 déterminent les quantités effectives $\sin^2 \bar{\theta}_f$ et $\Delta\bar{r}_f$. D'une manière différente, les mesures de la masse du W à Lep2 déterminent les valeurs sur couche de masse ("onshell") de $\sin^2 \theta_W$ et Δr . Dans le premier cas, la sensibilité de $\sin^2 \theta_W$ à m_t et M_H est réduite d'un facteur 3.5 et $11 \cos^2 \theta_W / (1 + 9 \sin^2 \theta_W) = 2.8$ respectivement par rapport à la définition correspondante onshell mais la statistique accumulée à Lep1 permet de compenser cette atténuation.

Les corrections faibles décrites auparavant ont été implémentées dans différents générateurs Monte Carlo (TOPAZ0, KK2F) ou programme de calcul semi-analytique d'observables physiques (ZFITTER). A l'aide de ces programmes, il est possible de résumer quantitativement et graphiquement les effets des corrections faibles: la figure 2.10 montre le rapport des sections efficaces hadroniques calculées dans l'approximation IBA et à l'ordre de Born en fonction de l'énergie dans le centre de masse.

Le second schéma 2.11 visualise l'effet des diagrammes en boîtes électrofaibles: alors que celles-ci sont négligeables à Lep1 (typiquement $< 10^{-4}$) en raison de l'échange dominant du Z , elles contribuent significativement et négativement au seuil de production des paires de W (double résonance de la boîte WW) puis croissent fortement avec \sqrt{s} .

D'importants travaux ont été réalisés pour comprendre les corrections faibles [33][12] et confronter les résultats des différents codes de calcul. L'accord entre les prédictions des observables physiques (sections efficaces, asymétries), avec ou sans coupure d'espace de phase) issus des divers calculs théoriques est remarquable: les différences relatives n'excèdent pas 10^{-4} à la résonance Z et sont inférieures à 0.3% pour tout le domaine d'énergie de Lep2 [34]. Cet accord est illustré par la figure 2.12.

2.2.3 Bremsstrahlung QED

Dans le cadre de la théorie électrofaible et de la production d'états finaux $f\bar{f}$, la distinction entre les corrections QED et les corrections faibles a lieu sur le plan expérimental et théorique. De ce dernier point de vue, les corrections bremsstrahlung QED peuvent être définies dans le cadre d'un sous-ensemble invariant de jauge de l'ensemble complet des corrections électrofaibles. Expérimentalement, ces corrections QED dépendent du détail des méthodes de mesures (critères de sélection, résolutions en énergie et spatiale, séparation angulaire par exemple) au contraire des corrections faibles qui, principalement fondées sur la modification interne des diagrammes de Feynman, en sont grandement affranchies.

Les corrections de bremsstrahlung QED sont représentées par les deux diagrammes de la figure 2.13.

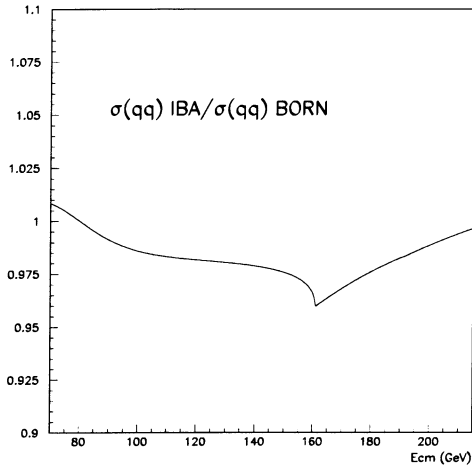


FIG. 2.10: *Rapports des sections efficaces hadroniques dans l'approximation IBA et à l'ordre de Born en fonction de l'énergie de collision.*

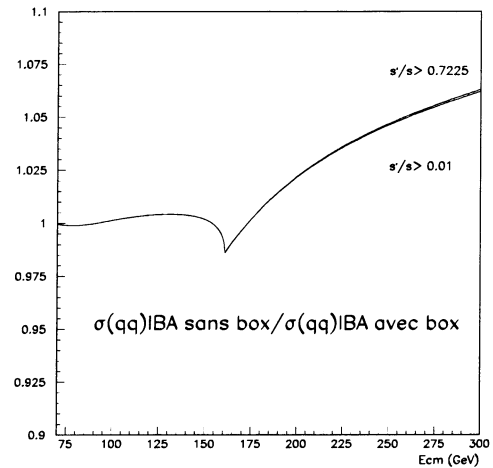


FIG. 2.11: *Rapport des sections efficaces hadroniques dans l'approximation IBA sans correction de boîte et avec corrections de boîtes en fonction de l'énergie de collision et pour deux valeurs d'énergie effective minimale.*

Le diagramme 2.13(a) décrit l'effet d'émission de photon réel dans la voie d'entrée (ISR, abrégé de Initial State Radiation) alors que le diagramme 2.13(b) correspond à la radiation d'un photon réel dans la voie de sortie (FSR, Final State Radiation). Il est important de noter que ce type de correction modifiant le contenu physique de l'état final observé, les masses des fermions doivent en principe être prises en compte puisqu'elles restreignent l'espace de phase possible des particules produites. Comme l'illustre la figure 2.14, les corrections QED sont importantes. A la résonance du Z , la section efficace totale diminue de 26% alors qu'aux énergies de Lep2 où $\sqrt{s} \gg M_Z$, la section efficace est augmentée jusqu'à un facteur 4.

Les effets de rayonnement de photons dans l'état initial ont pour conséquences:

- une diminution de l'énergie dans le système du laboratoire et de la masse invariante du système $f\bar{f}$,
- une poussée de Lorentz du système $f\bar{f}$ par rapport au système du laboratoire,
- une émission de photon préférentiellement suivant la direction de la particule émettrice et donc des photons ISR indétectables perdus dans le tube du faisceau.

Ne contenant pas d'information additionnelle susceptible de contraindre le MS, ces corrections QED doivent être calculées très précisément ($\mathcal{O}(10^{-4})$) afin de conserver la sensibilité aux corrections faibles, sources de renseignements des propriétés du modèle et qui sont de l'ordre $\mathcal{O}(10^{-3})$.

On distingue différentes caractéristiques de rayonnement:

- **Les photons de bremsstrahlung mous de la voie d'entrée:**

Considérons à présent l'émission d'un photon réel unique ISR. La formulation de l'espace de phase correspondant est:

$$dLips(f\bar{f}\gamma) = \frac{d^3k_f}{2k_f^0(2\pi)^3} \frac{d^3k_{\bar{f}}}{2k_{\bar{f}}^0(2\pi)^3} \frac{d^3k_\gamma}{2k_\gamma^0(2\pi)^3} (2\pi)^4 \delta^4\left(\sum_{initial} p_i - \sum_{final} k_j\right) S$$

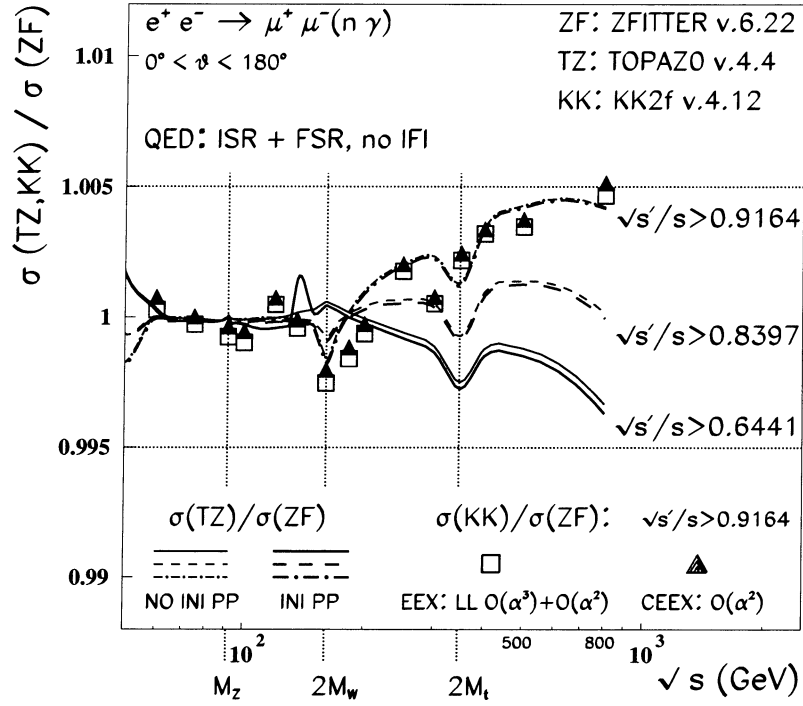


FIG. 2.12: Accord entre les programmes de calcul de section efficace $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ ZFITTER, TOPAZ0, KK2F en fonction de l'énergie dans le centre de masse, pour différentes valeurs limites de $\sqrt{s'}/s$ et diverses hypothèses de corrections.

où S est une fonction de symétrisation statistique. Cette expression peut se simplifier dans la limite des photons mous lorsque l'énergie k_γ^0 du photon tend vers 0, en pratique lorsque $k_\gamma^0 < k_{max}$, k_{max} désignant une limite de séparation photon mou-photon dur. L'espace de phase du photon devient alors indépendant de celui des fermions finaux ($\delta^4(\sum_{initial} p_i - \sum_{final} k_j) \rightarrow \delta^4(\sum_{initial} p_i - k_f - k_{\bar{f}})$) et se réduit comme suit:

$$dLips(\gamma) = \frac{d^3k_\gamma}{2k_\gamma^0(2\pi)^3} = \frac{1}{16\pi^3} k_\gamma^0 dk_\gamma^0 d\Omega_\gamma$$

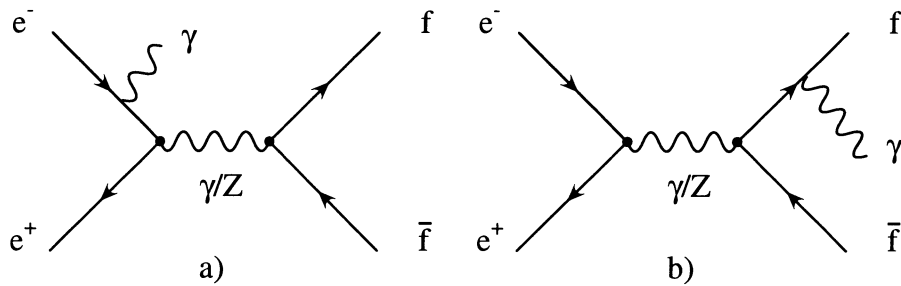


FIG. 2.13: Corrections de bremsstrahlung QED au processus $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$. Le diagramme a) correspond à l'émission d'un photon ISR, le diagramme b) à l'émission d'un photon FSR.

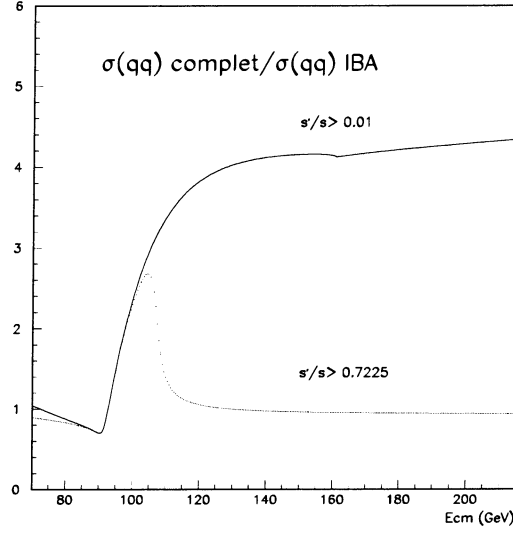


FIG. 2.14: Rapport des sections efficaces hadroniques avec correction complète et dans l'approximation IBA en fonction de l'énergie de collision. Les distributions sont représentées pour $s'/s > 0.01$ et $s'/s > 0.7225$.

La section efficace différentielle avec émission d'un photon mou se factorise alors sous la forme suivante:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha_{em}}{4\pi^2} \frac{d\sigma_0}{d\Omega} R(\cos\theta_\gamma, v_f) k_\gamma^0 dk_\gamma^0 d\Omega_\gamma$$

où $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$ désigne la section efficace différentielle du processus non radiatif, $R(\cos\theta_\gamma, v_f)$ est une fonction de la variable angulaire $\theta_\gamma \equiv (\gamma, f)$ et de l'impulsion $v_f = |p_f|/E_f$ du fermion f émetteur du photon radiatif.

En posant $x \equiv \cos\theta_\gamma$, un calcul du premier ordre donne le résultat suivant [35]:

$$R(x, v_f) = \frac{4}{k_\gamma^0} \left(\frac{1}{1 - v_f^2 x^2} - \frac{2m_f^2}{s} \frac{1 - k_\gamma^0}{1 + (1 - k_\gamma^0)^2} \left(\frac{1}{(1 - v_f x)^2} + \frac{1}{(1 + v_f x)^2} \right) \right)$$

Nous constatons qu'à faible énergie ($k_\gamma^0 \simeq 0$), la fonction radiative est symétrique par rapport à $x \equiv \cos\theta_\gamma = 0$, ce que l'on désigne par "isotropie" de l'émission molle. Plus l'énergie k_γ^0 augmente, plus R a tendance à piquer vers l'avant dans la direction de vol de la particule émettrice. La distribution angulaire de photon émis est maximale pour un angle $\theta_\gamma \simeq 2m_f/E_f$. Ces photons émis presque parallèlement aux fermions sont difficiles à détecter expérimentalement et font partie de ce qui est communément appelée "la radiation colinéaire".

Après intégration sur les angles du photon mou, on obtient:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{2\alpha_{em}}{\pi} \left[\ln \frac{s}{m_f^2} - 1 \right] \frac{dk_\gamma^0}{k_\gamma^0} \quad (1)$$

Dans l'équation ci-dessus apparaît le logarithme dominant ("Leading Log", LL en abrégé) β_f :

$$\beta_f(s) = \frac{2\alpha_{em}}{\pi} \left[\ln \frac{s}{m_f^2} - 1 \right]$$

L'équation (1) est donc logarithmiquement divergente pour $k_\gamma^0 \rightarrow 0$ (divergence infrarouge IR). L'origine de ce type de divergence à $+\infty$ est due à un développement perturbatif incomplet. Une réponse physiquement correcte pour le problème des photons mous ne peut être obtenue qu'en combinant les diagrammes de bremsstrahlung (2.13) avec les diagrammes de corrections virtuelles (vertex, énergie propre des fermions externes). Ces derniers introduisent des termes divergents à $-\infty$ annulant exactement la divergence IR. Le fait qu'à tous les ordres du développement perturbatif, les divergences IR issues des corrections virtuelles compensent celles provenant de l'émission de photons réels est établi sous le nom de théorème de Block-Nordsieck [2].

En introduisant les notations suivantes:

δ_{V+S} : contribution résiduelle des corrections virtuelles et des photons mous de bremsstrahlung,

E : énergie de l'électron (positron) initial,

k_{max} : valeur maximale de k_γ^0 pour un photon mou ($k_{max}/E \ll 1$),

le résidu associé au rayonnement dans l'état initial après régularisation des divergences est:

$$\delta_{V+S,initial} = \frac{2\alpha_{em}}{\pi} \left[\ln \frac{k_{max}}{E} \left(\ln \frac{s}{m_e^2} - 1 \right) + \frac{3}{4} \ln \frac{s}{m_e^2} + \frac{\pi^2}{6} - 1 \right]$$

Le développement présenté jusqu'à présent est applicable au rayonnement FSR aux changements d'échelle de masse et de charge près et une formule similaire est valable:

$$\delta_{V+S,final} = \left(\frac{q_f}{q_e} \right)^2 \delta_{V+S,initial} \Big|_{m_e \rightarrow m_f}$$

La forme du terme d'interférence entre état initial et état final est plus compliquée mais ne contient pas de logarithme dominant (à condition que l'angle de diffusion soit très supérieur à m_f/E_f).

- Les photons de bremsstrahlung durs:

Pour des valeurs de $k_\gamma^0 > k_{max}$, les approximations cinématiques vues précédemment ne sont plus envisageables et le problème complet doit être traité. Les éléments de matrice, l'espace de phase ainsi que l'implémentation de coupures expérimentales compliquent fortement le problème et requièrent en général l'emploi d'un générateur Monte-Carlo pour intégrer la section efficace différentielle. De surcroît, les prédictions physiques doivent être indépendantes de la valeur arbitraire k_{max} . Il est néanmoins possible d'exposer de manière qualitative l'émission de photons ISR durs:

Dans l'approximation des photons mous, le spectre en énergie s'écrivait

$$\frac{d\sigma}{dk_\gamma^0} = \beta_e(s) \frac{\sigma_0(s)}{k_\gamma^0} \quad (k_\gamma^0 < k_{max} \ll E)$$

Pour la partie photons durs, il faut tenir compte de la perte d'énergie due à l'émission du photon $k_\gamma^0 > k_{max}$:

$$\frac{d\sigma}{dk_\gamma^0} = \beta_e(s) \frac{1 - (1 - k_\gamma^0/E)^2}{2k_\gamma^0} \sigma_0(s')$$

avec $s' = (1 - k_\gamma^0/E)s \equiv zs$.

Le facteur se trouvant devant $\sigma_0(s')$ constitue une fonction appelée "radiateur". La quantité

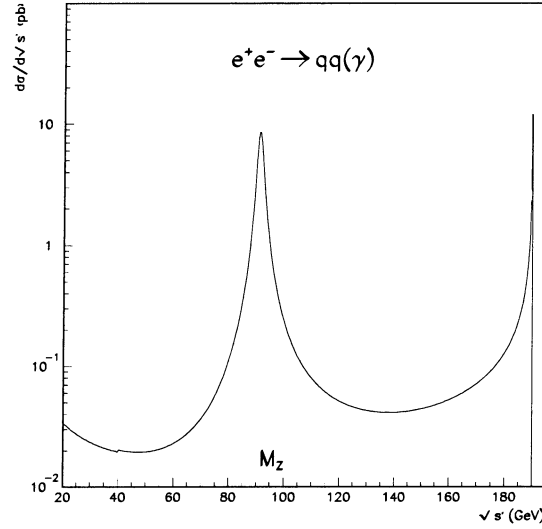


FIG. 2.15: *Distribution de l'énergie réduite pour $\sqrt{s} = 190 \text{ GeV}$*

s' est l'énergie dans le centre de masse après émission du photon et est dénommée "énergie réduite".

Ce changement d'énergie de collision est important pour des sections efficaces résonnantes:

- Au voisinage du pic du Z , la résonance disparaît pour $\sqrt{s'} < M_Z - \Gamma_Z$. Ceci fournit une coupure naturelle de l'ordre de Γ_Z pour l'énergie des photons émis car l'émission radiative d'énergie supérieure à Γ_Z n'est pas favorisée. Le facteur de réduction de la section efficace au pic dû aux ISR vaut environ $-(\Gamma_Z/M_Z)^{\beta_e} \simeq -30\%$.

- Au dessus du pic, l'émission de γ_{ISR} devient "résonnante" pour une énergie de photon $k_\gamma^0 = (s - M_Z^2)/2\sqrt{s} \simeq \sqrt{s} - M_Z$ car elle mène à $\sqrt{s'} = M_Z$. Ce phénomène où la résonance du Z réapparaît est très important à Lep2. Il entraîne une augmentation importante de la section efficace totale et se nomme "retour radiatif". La figure 2.51 montre la distribution de l'énergie réduite pour une énergie de collision $\sqrt{s} = 190 \text{ GeV}$.

Les corrections QED à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_{em})$ étant importantes, il est nécessaire de tenir compte des corrections d'ordre supérieur afin d'envisager une bonne précision des calculs théoriques. Il s'avère que les corrections d'ordre supérieur de l'état initial rapprochent la courbe de résonance corrigée à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_{em})$ vers la fonction de Born sans radiation et atténuent l'effet du premier ordre.

La procédure utilisée pour tenir compte des logarithmes dominants des termes d'ordre supérieur s'appelle "l'exponentiation". Elle consiste à intégrer les ordres supérieurs en une somme infinie de raison k_{max}/E :

$$\begin{aligned}
 1 + \beta_e \ln \frac{k_{max}}{E} &\rightarrow 1 + \beta_e \ln \frac{k_{max}}{E} + \frac{\beta_e^2}{2} \ln^2 \frac{k_{max}}{E} + \dots \\
 &= \left(\frac{k_{max}}{E} \right)^{\beta_e}
 \end{aligned}$$

Ainsi, à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_{em})$,

$$\sigma(s) = \int_{4m_f^2/s}^{(1-z_{max})\frac{\sqrt{s}}{2}} (1 + \delta_{V+S}) \sigma_0(zs) dz + \int_{(1-z_{max})\frac{\sqrt{s}}{2}}^1 -\frac{\beta_e}{2} (1+z) \sigma_0(zs) dz$$

devient après exponentiation:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow f\bar{f}(\gamma); \sqrt{s}) = \int_{4m_f^2/s}^1 dz R(z, s) \sigma^0(e^+e^- \rightarrow f\bar{f}; \sqrt{s})$$

La fonction radiative $R(z, s)$ est encore appelée "fonction de structure" car cette formule peut être dérivée par analogie du formalisme des fonctions de structure appliqué aux calculs de section efficace du processus de Drell-Yann.

Quantitativement parlant, la fonction de radiation $R(z, s)$ est donnée par:

$$R(z, s) = \beta_e (1-z)^{\beta_e-1} \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\alpha_{em}}{\pi} \right)^n \delta_{n,V+S} \right] + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\alpha_{em}}{\pi} \right)^n \delta_{n,H}(z)$$

avec $\beta_e = \frac{2\alpha_{em}}{\pi} (L-1)$, et $L = \ln \frac{s}{m_e^2}$

Notons que la partie virtuelle+soft ($V+S$) est indépendante de z .

Comme vu auparavant, les corrections au premier ordre en α_{em} s'expriment suivant:

$$\delta_{1,V+S} = \left(\frac{3}{2}L + \frac{\pi^2}{3} - 2 \right)$$

$$\delta_{1,H} = (1-L)(1+z)$$

Des fonctions $R(z, s)$ beaucoup plus précises existent en $\text{NL}\mathcal{O}(\alpha_{em}^2)$ (définie comme la somme de la contribution LL en $\alpha_{em}^2 L^2$ et de la contribution NL en $\alpha_{em}^2 L$) et même au troisième ordre $\mathcal{O}(\alpha_{em}^3)$ [36]. Par soucis de simplicité, citons ici uniquement la forme $\mathcal{O}(\alpha_{em}^2)$:

$$R(z, s)|_{LL+NL\mathcal{O}(\alpha^2)} = \Delta_2 \beta_e (1-z)^{\beta_e-1} + \delta_{1,H}(z, s) + \delta_{2,H}(z, s)$$

avec

$$\Delta_2 = 1 + \frac{\alpha_{em}}{\pi} \varepsilon_1 + \frac{\alpha_{em}^2}{\pi} \varepsilon_2$$

($\varepsilon_{1,2}$: corrections d'effet $V+S$ à l'ordre $\text{NL}\mathcal{O}(\alpha_{em}^2)$)

$$\delta_{1,H}(z, s) = -\frac{\beta_e}{2} (1+z)$$

$$\delta_{2,H}(z, s) = \frac{\beta_e}{8} \left[(1+z)[3 \ln z - 4 \ln(1+z)] - 4 \ln \frac{z}{1+z} + z - 5 \right]$$

Les effets radiatifs FSR présentent des amplitudes beaucoup plus petites que les ISR. En l'absence de coupure restreignant l'espace de phase final, l'effet FSR correspond à un facteur de renormalisation global de la section efficace totale:

$$\Delta_{QED}^{(f)} = 1 + \frac{3}{4} \frac{\alpha_{em}(s)}{\pi} q_f^2 + \mathcal{O}(\alpha_{em}^2)$$

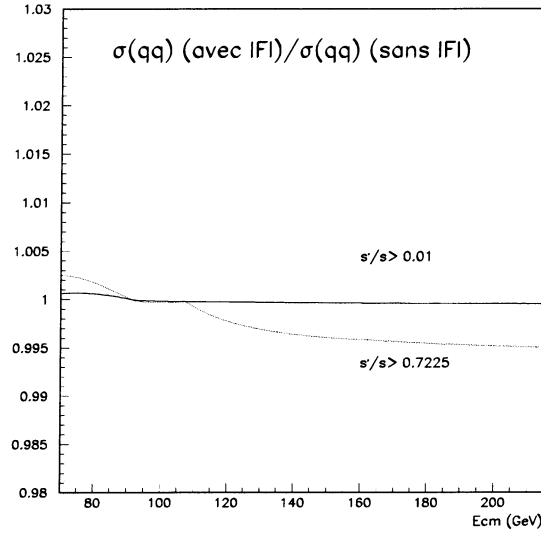


FIG. 2.16: Rapport des sections efficaces hadroniques avec IFI et sans IFI en fonction de l'énergie de collision et pour deux domaines d'énergie réduite $\sqrt{s'}$.

L'interférence entre la radiation dans l'état initial et la radiation dans l'état final (IFI en abrégé) est d'un ordre de grandeur supérieure aux énergies de Lep2 qu'à celles de Lep1 en raison de la suppression du facteur atténuatif Γ_Z/M_Z [37]. L'IFI est traité par un mécanisme de convolution utilisant des fonctions de structure similaires à celui présenté pour les ISR. Cette transformation doit néanmoins inclure les corrections de boîte QED pour lesquelles une ligne additionnelle photonique connecte l'état initial à l'état final. Puisque les contributions de boîte diffèrent suivant l'échange γ ou Z considéré, la section efficace se décompose en trois termes dépendant de deux échelles d'énergie, s pour les ISR et $s' = zs$ pour les FSR:

$$\sigma(s) = \int_{4m_f^2/s}^1 dz [\sigma_{ZZ}^0(z, s) R_{ZZ}(z, s) + \sigma_{\gamma\gamma}^0(z, s) R_{\gamma\gamma}(z, s) + \sigma_{Z\gamma}^0(z, s) R_{Z\gamma}(z, s)]$$

L'IFI et les diagrammes en boîte rendent la fonction de radiation dépendante de l'angle de diffusion θ . Les propriétés principales de l'IFI peuvent être appréhendées via l'expression du terme principal de la correction du premier ordre:

$$\delta_{IFI}(\cos\theta) = 4q_e q_f \frac{\alpha_{em}}{\pi} \ln \frac{2E_\gamma^{max}}{\sqrt{s}} \ln tg \frac{\theta}{2}$$

Il est donc possible de constater que:

- l'IFI augmente pour $\theta \rightarrow 0$ ou π ,
- l'IFI augmente avec les coupures appliquées en énergie maximale du γ ,
- l'IFI ne contient pas de termes dépendant de la masse des fermions,
- l'IFI, proportionnel à la charge du fermion final q_f est plus faible pour les quarks que pour les leptons.

De plus, les contributions des quarks de saveurs différentes ont tendance à s'annuler mutuellement. L'effet IFI est illustré par la figure 2.16 pour un état final hadronique. On peut constater que l'effet global reste mineur pour l'état final $q\bar{q}$ (mais peut être non négligeable pour un état final leptonique). L'incertitude sur ce terme correctif est très faible [38]: $\simeq 0.2\%$ pour σ_μ et $\simeq 0.05\%$ pour σ_{had} .

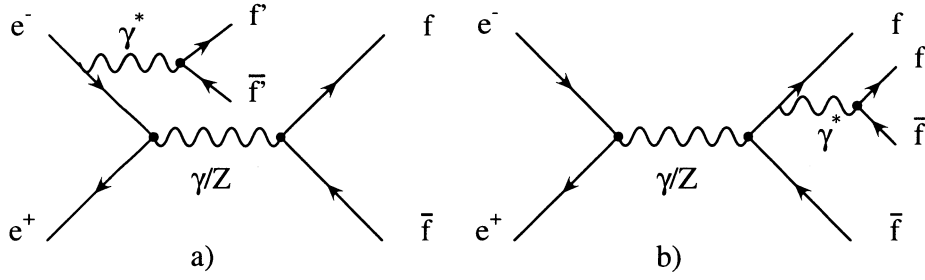


FIG. 2.17: Processus de création de paire additionnelle par voie radiative dans (a) l'état initial (ISPP), (b) l'état final (FSPP)

2.2.4 La production de paires

Le processus de création de paires (PP en abrégé) résulte de l'émission de photon ISR ou FSR hors couche de masse γ^* avec $m_{\gamma^*} > 0$ conduisant à la création d'une paire additionnelle $f'\bar{f}'$ dans l'état final (Figure 2.17).

Le nouvel état final correspond naturellement à un processus à 4 fermions $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}f'\bar{f}'$. Si la paire de fermions additionnelle $f'\bar{f}'$ est de faible masse invariante, la PP peut être vue comme une correction radiative du deuxième ordre au processus de production de paires de fermions du canal s. En revanche, si la masse invariante du système $f'\bar{f}'$ est comparable à celle du système $f\bar{f}$, l'état final devra être considéré comme le résultat d'un processus de production de 4 fermions. La transition continue entre ces deux régimes pose le problème de la définition du signal de production de paires de fermions ($2f$) et du signal de production de 4 fermions ($4f$), i.e. l'établissement d'un critère de distinction.

Le choix de définition d'un signal $2f$ ($f \neq e$) le plus judicieux, tant au point de vue théorique qu'expérimental est de considérer comme signal, tout processus décrit par les diagrammes de la figure 2.17 vérifiant la contrainte: $0 \leq M_{\gamma^*} < M_Z/2$

Expérimentalement, une telle désignation du signal $2f$ permet de prendre en compte aisément les PP, de définir et séparer les contributions de bruits de fond, d'estimer des efficacités de sélection à partir de générateurs Monte-Carlo incluant ces diagrammes et leurs interférences.

Il faut observer que si M_{γ^*} est faible, la PP dans la voie d'entrée n'est pas critique car le photon et ses produits de désintégration resteront proche de la direction de la particule initiale émettrice, donc physiquement indétectable. En revanche, si l'émission du γ^* s'effectue dans la voie de sortie, la paire additionnelle sera émise dans la direction de la particule-mère de la paire de fermions primaire de l'état final, donc physiquement détectable.

L'effet de la production de paire dans l'état final (FSPP) a été calculé dans la référence [39]. Il est important de noter que la correction PP dans l'état final peut s'écrire sous forme factorisée:

$$\sigma = \sigma_{BORN}(1 + \delta_{ISR})(1 + \delta_{FSPP})$$

La correction totale de la PP initiale et finale δ_{PP} reste toutefois faible et dépend de la coupure en masse invariante maximale de la paire FSR $M_{f'\bar{f}'}/s$ appliquée, P_{cut} (figure 2.18). L'efficacité de sélection corrigée de la production PP s'écrit:

$$\varepsilon = \varepsilon_{2f} - \delta_{PP}\varepsilon_{2f} + \delta_{PP}\varepsilon_{4f}$$

avec ε_{2f} = efficacité sans PP = $\sigma_{sansPP}^{visible}/\sigma_{sansPP}$

et ε_{4f} = efficacité avec PP = $\sigma_{avecPP}^{visible}/\sigma_{avecPP}$

donc

$$\varepsilon = \varepsilon_{2f} + \Delta\varepsilon\delta_{PP}, \quad \Delta\varepsilon = \varepsilon_{4f} - \varepsilon_{2f}$$

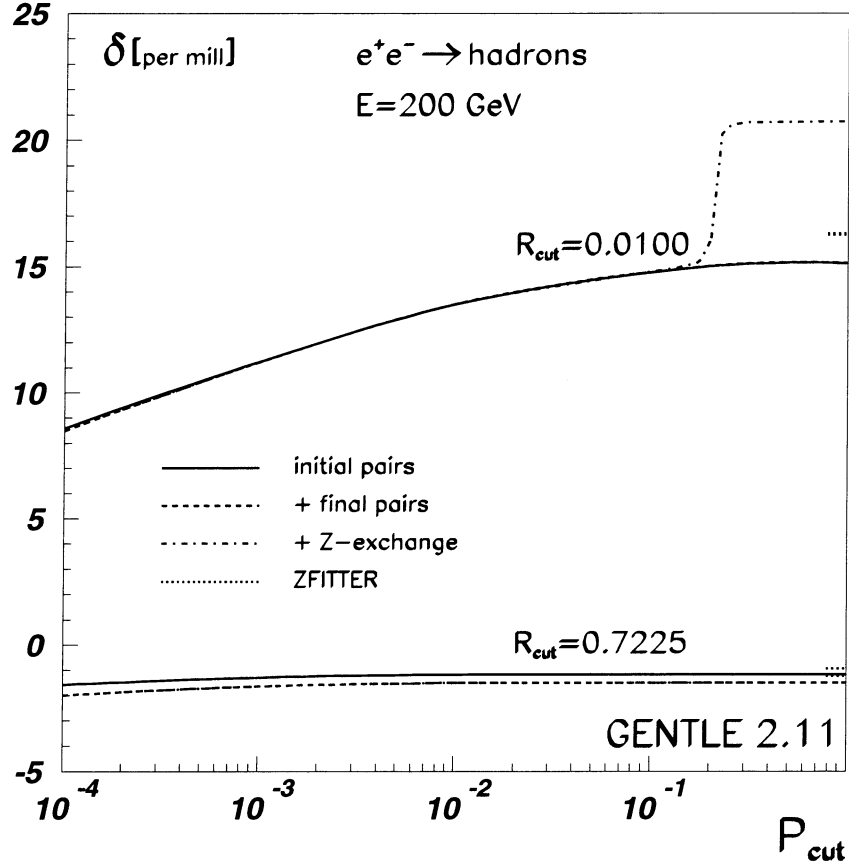


FIG. 2.18: Correction de la section efficace hadronique provenant des processus de production de paires (initiales et finales) en fonction de la coupure sur la masse de la paire $M_{f'\bar{f}'}^2/s = P_{cut}$.

2.2.5 Les corrections de bremsstrahlung QCD

Les corrections radiatives QCD de bremsstrahlung dans l'état final hadronique sont traitées de manière analogue aux FSR QED en remplaçant la constante de couplage QED α_{em} par la constante de couplage forte QCD α_s et en introduisant des facteurs de couleurs QCD. En raison d'une intensité de couplage plus importante ($\alpha_s \gg \alpha_{em}$), les corrections QCD doivent être prises en compte au delà du premier ordre. En ce qui concerne la section efficace totale, ces dernières sont connues jusqu'au troisième ordre incorporant radiation multiple de gluon et décroissance du gluon hors couche de masse $g^* \rightarrow q\bar{q}, gg, ggg$.

Dans la limite de la masse nulle des quarks, les corrections ne dépendent pas de la saveur (dont la répartition en fonction de \sqrt{s} est illustrée par la figure 2.19) [33][12][40] et s'écrivent:

$$R_{QCD}^q = 1 + \Delta_{QCD}^q = 1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + 1.41 \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 - 12.27 \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^3 + \mathcal{O}(\alpha_s^4)$$

Naturellement, $R_{QCD}^l = 0$ pour les leptons.

Au delà de cette approximation irréaliste pour le cas du quark b , les formules effectives corrigées des

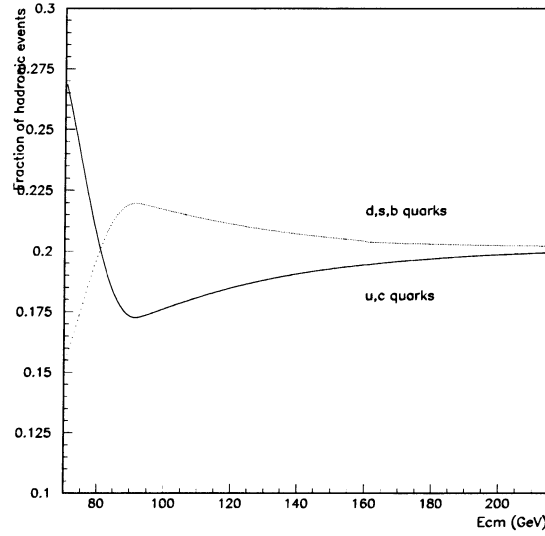


FIG. 2.19: Répartition de saveur des quarks dans les événements hadroniques en fonction de l'énergie de collision.

effets dominants pour un état final hadronique inclusif et pour un état final $b\bar{b}$ sont [22]:

$$\Delta_{QCD}^{had} = \frac{\alpha_s}{\pi} + (0.78 \pm 0.04) \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 - (15.46 \pm 0.06) \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^3 + \mathcal{O}(\alpha_s^4)$$

$$\Delta_{QCD}^b = \frac{\alpha_s}{\pi} - (2.46 \pm 0.17) \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 - (24.7 \pm 0.3) \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^3 + \mathcal{O}(\alpha_s^4)$$

La combinaison des corrections de bremsstrahlung QED et QCD provenant de la compétition entre radiation de photon et radiation de gluon pour l'état final $q\bar{q}$ introduit un facteur de normalisation supplémentaire [41]:

$$R_{QED/QCD}^q = 1 + \Delta_{QED/QCD}^q = 1 - \frac{1}{4} \frac{\alpha_{em}}{\pi} \frac{\alpha_s}{\pi} q_q^2$$

Naturellement, $R_{QED/QCD}^l = 0$ pour les leptons.

La correction globale provenant de la radiation FSR QED et FSR QCD s'écrit donc:

$$R^f = 1 + \Delta_{QED}^f + \Delta_{QCD}^f + \Delta_{QED/QCD}^f$$

2.3 Cinématique des événements $q\bar{q}(\gamma)$ à Lep2

Afin d'étudier la cinématique de la production de paires $q\bar{q}(\gamma)$ à Lep2, revenons sur le diagramme de Feynman correspondant illustré par la figure 2.13. Une quantité caractéristique qui apparaît est l'énergie réduite $\sqrt{s'}$ définie comme la masse invariante du système final $q\bar{q}$. Dans le cas trivial où aucun photon ISR n'est émis, l'énergie réduite correspond à l'énergie d'annihilation e^+e^- , $\sqrt{s'} = \sqrt{s}$. Dans le cas simple d'émission d'un seul photon ISR d'énergie E_γ , le bilan cinématique conduit à la formule suivante:

$$s' = s - 2E_\gamma\sqrt{s}$$

Lorsque $s' = M_Z^2$, i.e. lorsque le vecteur de l'interaction est sur la couche de masse du boson Z (cas du retour radiatif), l'énergie du photon émis est:

$$E_\gamma = \frac{s - M_Z^2}{2\sqrt{s}}$$

L'état final à deux fermions résultant de l'annihilation $e^+e^- \rightarrow Z/\gamma$ se divise schématiquement en plusieurs catégories suivant:

- l'absence de photon ISR,
- la présence d'un seul photon ISR,
- la présence de deux photons ISR (processus appelé dans la suite DISR signifiant Double Initial State Radiation).

Par convention, nous considérons qu'un événement est radiatif lorsque l'énergie du photon ISR dépasse 5 GeV. Aux énergies de collision considérées, les événements ISR vont dominer la section efficace totale (65%), suivis des événements non radiatifs (21%), les événements DISR étant minoritaires (14% du total).

La figure 2.20 montre la distribution des impulsions orientées des deux photons les plus énergiques pour des événements générés avec une énergie de collision de 189 GeV où les différentes classes d'événements radiatifs sont clairement illustrées. L'accumulation d'événements dont les énergies des deux photons sont nulles ou proche de 0 correspondent aux événements non radiatifs. Nous retrouvons dans ce cas une cinématique analogue à celle étudiée à Lep1, caractérisée par 2 jets hadroniques de grande énergie ($\simeq \sqrt{s}/2$) colinéaires et peu d'énergie manquante. L'orientation des événements exprimée par l'angle polaire de l'axe du thrust² suit approximativement une dépendance caractéristique en $(1 + \cos^2 \theta)$. Les accumulations à $E_\gamma = (s - M_Z^2)/2\sqrt{s}$ correspondent aux événements ISR avec émission d'un photon tandis que l'accumulation pour $E_\gamma > (s - M_Z^2)/2\sqrt{s}$ est due à la distribution de Breit-Wigner du boson Z . Les événements décrivant les droites $E_{\gamma 1} = 0$ ou $E_{\gamma 2} = 0$ sont associées au cas où $E_\gamma < (s - M_Z^2)/2\sqrt{s}$ et le boson Z hors couche de masse. Dans les événements DISR, nous pouvons distinguer deux classes: une avec émission de deux photons dans la même direction et ceux avec émission de deux photons dos à dos. Ces deux classes se distinguent clairement sur la figure: les événements avec les deux photons émis dans la même direction sont localisés sur une droite. Dans le cas particulier où les deux photons sont perdus dans le tube à vide, la relation entre leur énergie est $E_{\gamma 1} = -E_{\gamma 2} + (s - M_Z^2)/2\sqrt{s}$. Lorsque les deux photons sont émis dos à dos, la relation entre leur énergie (toujours dans le cas particulier de deux photons émis dans le tube à vide) peut s'exprimer par la relation: $E_{\gamma 1} = (s - 2E_{\gamma 2}\sqrt{s} + M_Z^2)/4E_{\gamma 2}$.

La figure 2.21 illustre les principales caractéristiques cinématiques pour une énergie de collision \sqrt{s} de 189 GeV. La première figure a) montre la double structure du propagateur γ^* ($\rightarrow \gamma$ ou Z) et son corrolaire, la distribution énergétique du boost de Lorentz (défini comme $|\sum \vec{p}_{\gamma ISR}|$) dûe à l'émission ISR (figure b). L'accroissement de l'énergie de collision induit une topologie "vers l'avant" des événements qu'il est important de prendre en considération en raison de la dégradation des performances de détection dans les zones fiducielles à bas angle. La figure c) représentant l'angle polaire d'émission ISR indique qu'une faible proportion des photons sont détectables: à $\sqrt{s} = 189$ GeV 65% des photons ISR de plus de 0.5 GeV sont perdus dans le tube du faisceau et seulement 14% , 13% et

2. Le thrust d'un événement est défini comme:

$$T = \max_{|\vec{n}|=1} \left(\sum_i |\vec{n} \cdot \vec{p}_i| / \sum_i |\vec{p}_i| \right)$$

où \vec{p}_i dénote le vecteur de l'impulsion des particules et \vec{n} un vecteur unitaire. Le vecteur \vec{n} pour lequel le maximum est atteint est appelé l'axe du thrust et est utilisé pour définir l'orientation des événements. La valeur du thrust peut varier de 0.5 pour un événement isotrope à 1 pour un événement à 2 jets colimés.

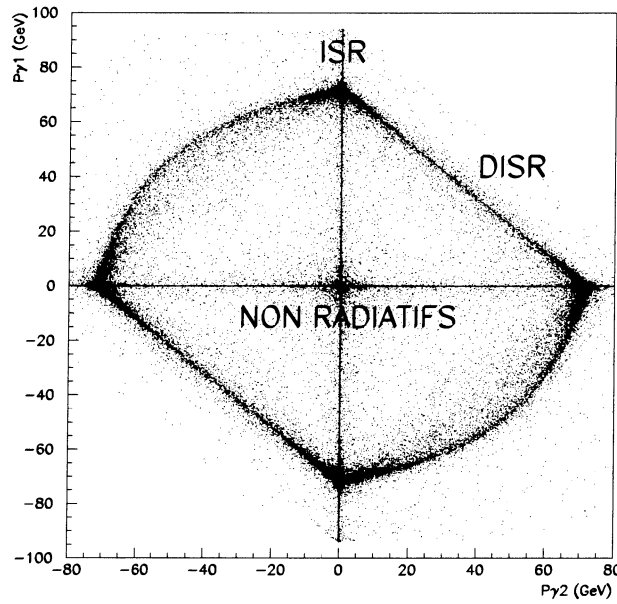


FIG. 2.20: Distribution de l'impulsion orientée du photon ISR le plus énergétique en fonction de l'impulsion orientée du deuxième photon ISR pour les événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(n\gamma)$ à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$.

8% sont accessibles aux calorimètres électromagnétiques STIC, FEMC et HPC respectivement. La figure d) montre l'énergie du système hadronique final.

Une conséquence naturelle de la cinématique est de définir habituellement deux types de sections efficaces:

- la section efficace inclusive ou "totale":

$$\sigma_{inc} = \sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma); \sqrt{s'}/\sqrt{s} > 0.1)$$

La coupure minimale de 10% permet de s'affranchir de la contribution des résonances de basse énergie plus ou moins précisément décrites par les modèles phénoménologiques.

- La section efficace exclusive ou 'non-radiative':

$$\sigma_{exc} = \sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma); \sqrt{s'}/\sqrt{s} > 0.85)$$

2.4 Analyse expérimentale

a) Considérations générales

La réaction $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}(\gamma)$ où γ dénote la présence éventuelle de photons radiatifs est mesurée pour tous les états finaux composés d'une paire fermion-antifermion. Pour chaque état final étudié, les critères de sélection sont optimisés afin de recueillir le signal avec une grande efficacité tout en conservant un faible bruit de fond résiduel. Naturellement, cette optimisation doit être également guidée par des contingences de stabilité de procédure de sélection et d'accord entre observables réelles et observables simulées. Il est donc nécessaire d'apporter un soin particulier à la mise au point de la sélection des événements. Ceci va de pair avec une bonne maîtrise de tous les processus intervenant aux énergies de collision considérées. Dans cette section, je m'attacherai principalement à décrire

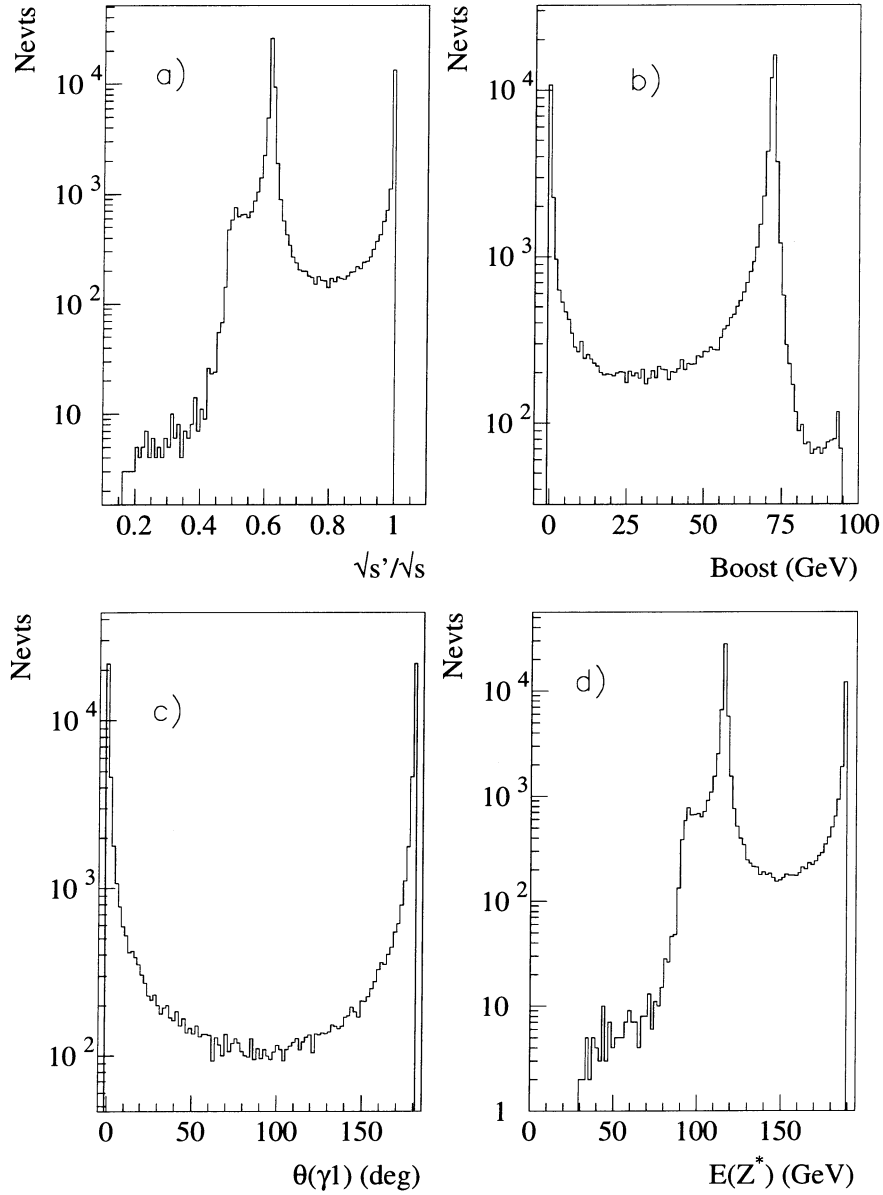


FIG. 2.21: Distributions des caractéristiques cinématiques des événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$. La figure a) représente la distribution de l'énergie réduite normalisée $\sqrt{s'}/s$, la figure b) décrit le boost. La figure c) montre l'angle polaire d'émission du photon ISR le plus énergétique et la figure d) est associée à l'énergie du propagateur $(\gamma/Z)^*$.

l'analyse des états finals hadroniques à Lep2 (sans distinction de saveur) sur laquelle j'ai travaillé et rappellerai plus brièvement les études et résultats des états finals leptoniques.

La section efficace totale d'un processus physique donné est mesurée en comptant le nombre d'événements réels sélectionnés $N_{sel}(s)$ puis en soustrayant de cette quantité le nombre d'événements de bruit de fond attendu $N_{bdf}(s)$ et enfin en divisant le résultat obtenu par le produit de l'efficacité de sélection du signal $\varepsilon(s)$ et de la luminosité intégrée \mathcal{L} :

$$\sigma(s) = \frac{N_{sel}(s) - N_{bdf}(s)}{\varepsilon(s)\mathcal{L}}$$

Les simulations Monte-Carlo du signal et du bruit de fond sont utilisées pour déterminer ε et N_{bdf} . Ce dernier est en général la somme de diverses contributions:

$$N_{bdf} = \sum_{i=1}^n \varepsilon_i \cdot \sigma_i(s) \cdot \mathcal{L},$$

de section efficace σ_i . L'efficacité de sélection du bruit de fond i est noté ε_i . L'efficacité de sélection est définie comme le rapport

$$\varepsilon = \frac{N_{sel}^{MC}}{N_{gen}^{MC}},$$

entre le nombre d'événements Monte-Carlo sélectionnés et le nombre d'événements Monte-Carlo générés.

Une autre quantité caractérisant une sélection est la pureté \mathcal{P} définie comme le rapport du nombre d'événements signal attendu et de la somme du nombre total d'événements (signal + bruit de fond) attendu:

$$\mathcal{P} = \frac{N_{signal}}{N_{signal} + N_{bdf}}$$

Pour un nombre d'événements suffisamment grand, l'incertitude statistique de la section efficace totale $\Delta\sigma_{stat}$ s'écrit:

$$\Delta\sigma_{stat} = \frac{\sqrt{N_{sel}}}{\varepsilon\mathcal{L}}$$

donc

$$\Delta\sigma_{stat}/\sigma = \frac{1}{\sqrt{\sigma\mathcal{L}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mathcal{P}}}$$

Cette relation triviale montre que pour obtenir une procédure de sélection performante, il est nécessaire d'essayer de maximiser le produit de l'efficacité de sélection et de la pureté.

Il est toutefois important de prendre garde à ce que la réduction de l'incertitude statistique obtenue par une amélioration (généralement une complexification) de la procédure de sélection ne soit pas compensée par une augmentation plus importante de l'incertitude systématique. On essaiera de maintenir un rapport $\Delta\sigma_{stat}/\Delta\sigma_{sys} > (1 - 2)$ afin de garantir une sélection stable et quasi optimale. La sous-section suivante présente en détail la sélection des événements hadroniques. Celle-ci débute par la sélection des quantités mesurées par le détecteur (traces chargées dans les détecteurs de traces et dépôts d'énergie dans les calorimètres) puis se poursuit par la définition de variables de sélection globale et leurs conditions d'acceptation.

b) Reconstruction et sélection des traces chargées et neutres

La sélection des traces est une étape préliminaire importante pour le choix des événements. Elle doit donc remplir plusieurs objectifs:

D'une part, elle assure que les traces chargées proviennent de l'interaction primaire e^+e^- en rejetant les traces issues de bruits électroniques ou de processus physiques parasites (interaction faisceau-gaz, cosmiques, etc ...) et d'autre part, elle garantit la qualité des traces mesurées (élimination de traces mal décrites par la simulation dues à des interactions secondaires ou à une insuffisance de la description de l'efficacité de détection par exemple).

Afin de mieux appréhender cette sélection de traces, rappelons brièvement la reconstruction des traces chargées dans le détecteur Delphi. Cette dernière s'effectue en plusieurs étapes:

- Reconstruction des éléments de traces:

Les éléments de traces (désignés par le sigle TE signifiant "Track Element") sont reconstruits séparément dans chaque détecteur de traces chargées (à l'exception du détecteur de vertex et du VFT). Pour les détecteurs cylindriques (TPC, ID, OD, MUB), les mesures de position sont données en $R\varphi$ et en z , définis sur un cylindre de référence qui est en général le cylindre interne du détecteur. Pour les détecteurs plans (FCA, FCB, MUF), les mesures sont délivrées en coordonnées cartésiennes x et y . A partir des informations précédentes, le vecteur de direction de chaque TE est exprimé à l'aide de l'angle azimuthal ϕ et de l'angle polaire θ par rapport à l'axe du faisceau e^- (Ox et Oy respectivement dans le plan horizontal et vertical par rapport à la ligne de faisceau). Certains détecteurs pourvus d'un nombre de point de mesure suffisant (comme la TPC) fournissent une information tridimensionnelle sur les positions des trajectoires.

Pour chaque coordonnée mesurée dans chaque détecteur, la matrice de covariance correspondant à l'incertitude sur la détermination du TE est estimée.

Chaque observable mesurée va servir à caractériser le mouvement de la particule. Dans la région interne du détecteur, le champ magnétique \vec{B} est suffisamment homogène et parallèle à l'axe de révolution Oz pour qu'un modèle de trace hélicoïdale soit parfaitement adapté pour décrire la trajectoire de la particule. L'équation du mouvement de la particule s'écrit:

$$m\gamma \frac{d^2\vec{x}}{dt^2} = q \frac{d\vec{x}}{dt} \times \vec{B}$$

avec $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, q la charge électrique de la particule.

On peut réécrire l'équation précédente en fonction de quantité purement géométrique en introduisant l'abscisse curviligne s :

$$\frac{d^2\vec{x}}{ds^2} = \frac{\kappa q}{|p|} \frac{d\vec{x}}{ds} \times \vec{B}(\vec{x}(s))$$

avec q un multiple de charge de l'électron, $|p|$ en GeV , B en Tesla, \vec{x} et s en mètre, $\kappa = 0.29979 \text{ GeV}^{-1} c^{-1} T^{-1} m^{-1}$.

Puisque \vec{B} est homogène et parallèle à Oz, la résolution de l'équation précédente est simple et conduit aux solutions paramétrisées par l'angle ϕ :

$$\begin{cases} x &= x_0 + R(\sin \phi - \sin \phi_0) \\ y &= y_0 - R(\cos \phi - \cos \phi_0) \\ z &= z_0 + R \cot \theta (\phi - \phi_0) \end{cases}$$

traduisant une trajectoire hélicoïdale définie par 5 paramètres:

- un point-référence de coordonnées $O(x_0, y_0, z_0)$
- deux angles ϕ_0 et θ (indiquant la direction de l'hélice au point O).

Le rayon R de l'hélice est donné par:

$$R = -\frac{p \sin \theta}{qB}$$

avec la convention de signe suivante: $R > 0$ si le sens projeté en xy de la trajectoire est dextrogyre (pour un électron).

Moyennant des changements de coordonnées judicieux, il est possible d'introduire différentes surfaces de référence adaptées à l'information délivrée par le détecteur de trace (plan perpendiculaire à Oz, parallèle à Oz, cylindre d'axe Oz). Le choix naturel de 5 paramètres à la surface de référence définissant la trajectoire TE dans un détecteur est l'ensemble $\{x, y, \phi, \theta, 1/R\}$.

La seconde étape de reconstruction des traces consiste à associer les différents TE appartenant à la même trajectoire et à ajuster les paramètres globaux de la trace en utilisant l'information de tous les TE des sous-détecteurs. Les points mesurés par le détecteur de vertex VD sont inclus dans l'association et l'ajustement. Le détecteur TPC, de part son nombre de points de mesure important joue un rôle primordial dans l'ajustement global des traces. L'algorithme d'ajustement de la trace complète est un algorithme récursif de "filtre Kalman" [42]. Le "filtre Kalman" est un estimateur de système linéaire étendu au cas non linéaire hélicoïdal séquentiel par l'utilisation d'un développement de Taylor. Cette méthode prend en compte les pertes d'énergie de la particule dans les matériaux du détecteur ainsi que les effets de diffusion multiple (effets non déterministes engendrant des perturbations stochastiques des trajectoires). La présence de matériau est réalisée par une description géométrique approximée de séquences de surfaces ou de cylindres dont l'épaisseur apparente est quantifiée en longueur de radiation. Le détecteur de vertex exigeant une approche très précise, une description géométrique spécifique plus détaillée s'avère nécessaire.

Une autre caractéristique importante de l'ajustement de la trace globale est la possibilité de rejeter des éléments de trace dont l'origine n'est pas la trajectoire de la particule-signal (exemples des δ rays, bruits électroniques, mauvaise association de traces voisines) selon un critère de probabilité de χ^2 .

Concrètement, avant d'appliquer un algorithme de filtre Kalman, il est impératif de rechercher tout vertex secondaire dont l'origine peut être une interaction nucléaire, une conversion e^+e^- de photon ou encore une désintégration de particules à longue durée de vie (K_s^0 ou Λ par exemple). Les traces TE-TPC secondaires doivent être éliminées du lot de traces nécessaire à l'algorithme global. La reconstruction est divisée en deux parties, la première s'effectue pour la partie tonneau du détecteur ("Barrel track fit"), la seconde est dédiée à la partie avant ("Forward track fit"):

- Dans le premier cas, le détecteur de vertex est utilisé comme point de départ de reconstruction de la trace complète en raison de sa précision optimale et de sa capacité à résoudre deux traces proches. Par la suite, l'algorithme tente d'associer le TE-TPC avec deux ou trois points de mesure $R\varphi$ du VD ou encore un point de mesure de la chambre à jet ID et des points $R\varphi$ du VD. Les candidats obtenus à l'issue de ces deux préassociations sont extrapolés aux autres points de mesure des détecteurs additionnels. L'information en z du VD est finalement utilisée pour améliorer la résolution de la trace reconstruite.

Le résultat de cette étape est un ensemble de traces définies par 5 paramètres dans le système de coordonnées du détecteur: les angles polaire (θ) et azimuthal (φ), le rayon de courbure (R), le paramètre d'impact en $R\varphi$ ($IP_{R\varphi}$) et en z (IP_z). A ce niveau, les paramètres d'impact sont définis par rapport à l'origine. La matrice de covariance des paramètres de la trace complète est calculée et conservée pour chaque trace de même que les coordonnées du périégée (point mesuré le plus proche de l'origine). La longueur de trace est calculée en l'assimilant à la longueur de l'hélice allant du premier au dernier point mesuré. L'efficacité de reconstruction des traces définie comme la probabilité d'associer une trace reconstruite à une trace simulée dans l'approximation d'un modèle hélicoïdal simple est supérieure à 95% dans la région du tonneau du détecteur ($|\cos\theta| < 0.766$). Les résolutions sur les paramètres de reconstruction des traces pour un échantillon de désintégrations hadroniques de Z sont montrées dans la figure 2.22 ainsi que la résolution sur l'impulsion des traces, sur l'angle polaire et l'angle azimuthal en fonction de

ces mêmes paramètres. Nous constatons que la résolution sur l'impulsion est constante pour la partie tonneau mais se dégrade sensiblement dans la région avant du détecteur et nécessite un traitement approprié.

La résolution mesurée sur les paramètres d'impact est [45]:

$$\sigma(IP_{R\varphi}) = \frac{71\mu m}{p \sin^{3/2} \theta} \oplus 28\mu m$$

$$\sigma(IP_z) = \frac{75\mu m}{p \sin^{5/2} \theta} \oplus 39\mu m$$

Dans les deux cas, le premier terme qui dépend de l'angle polaire de la trace est la contribution de la diffusion multiple alors que le second terme reflète l'erreur intrinsèque de mesure.

- Dans le second cas, la reconstruction des traces sur l'avant est limitée par le matériau des supports des détecteurs du tonneau (environ $1.4 X_0$). Le VFT, installé au voisinage du point d'interaction dans la région avant, sert de base de départ à la reconstruction. L'algorithme tente d'associer au VFT le maximum d'information disponible (provenant des chambres à jets ID, du VD, de la TPC), tout en assurant une sélection de bonnes traces candidates. Au total, 12 combinaisons de détecteurs sont testées. La figure 2.23 montre le gain d'acceptance angulaire de reconstruction dans la région de bas angle polaire résultant de l'inclusion du VFT.

En dessous de 13 degrés, les chambres à jet ID ne participent plus à la reconstruction et seul les traces VFT sont utilisables jusqu'à 11 degrés.

L'ajustement du vertex primaire est réalisé dans une dernière étape selon la procédure suivante: les traces de bonne qualité et à faible paramètre d'impact $IP_{R\varphi}$ par rapport à l'origine sont sélectionnées. Un ajustement de vertex est alors appliqué en recherchant le point dont la distance par rapport aux traces sélectionnées est minimale compte tenu des incertitudes de mesure. Le vertex primaire obtenu est alors pris comme point de référence pour le calcul des paramètres d'impact $IP_{R\varphi}$ et IP_z de toutes les traces.

La reconstruction des traces neutres s'effectue dans chaque calorimètre électromagnétique (HPC, FEMC, STIC) ou hadronique (HAC) de façon indépendante.

Dans le cas de la HPC, la première étape de reconstruction consiste à regrouper l'information issue des 18432 canaux de lecture afin de constituer un "cluster". La charge collectée provenant des 9 couches de clusters possibles est alors projetée sur une surface de référence fixée puis segmentée en cellules élémentaires de dimension $3.4 \text{ mm} \times 3.4 \text{ mm}$. Dans la direction $R\varphi$, la charge mesurée est uniformément distribuée. Les cellules adjacentes sont alors regroupées en cellules plus larges correspondant à une résolution de $0.5^\circ \times 0.5^\circ$. Sur ce quadrillage, une recherche de maxima locaux est effectuée. Ces maxima locaux formés d'un ensemble de cellules sont à l'origine des gerbes électromagnétiques élémentaires reconstruites. Des ajustements ultérieurs sont réalisés afin de s'affranchir des queues de distribution et calculer le point central (et donc la direction) de la trace neutre. Une seconde étape vise à extrapoler les traces chargées aux gerbes électromagnétiques reconstruites. Toute gerbe non associée sera considérée comme une trace neutre de la HPC.

La reconstruction des gerbes électromagnétiques dans le FEMC s'effectue de manière itérative en combinant l'énergie déposée dans les verres au plomb. Huit cellules adjacentes constituent un "cluster" si l'énergie déposée dépasse une énergie seuil. Le problème de la superposition éventuelle des clusters est résolu en partageant l'énergie en proportion de l'énergie déposée dans chaque verre central. L'énergie finale reconstruite de la gerbe est alors déterminée en sommant les différentes énergies

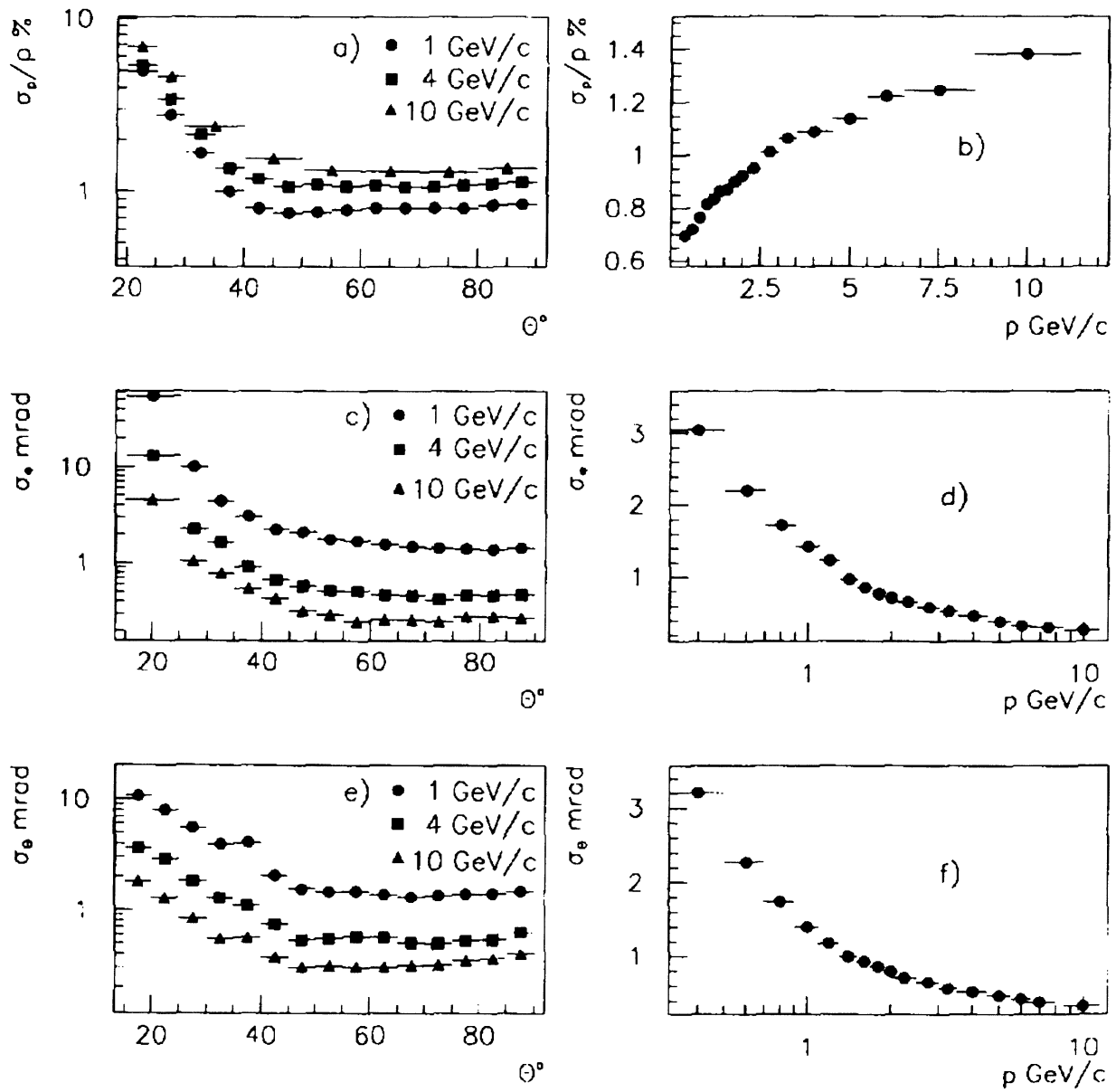


FIG. 2.22: Résolution sur l'impulsion, les angles polaire et azimuthal des traces en fonction de l'angle θ et de l'impulsion p pour des événements collectés à $\sqrt{s} = M_Z$. Extrait de [44].

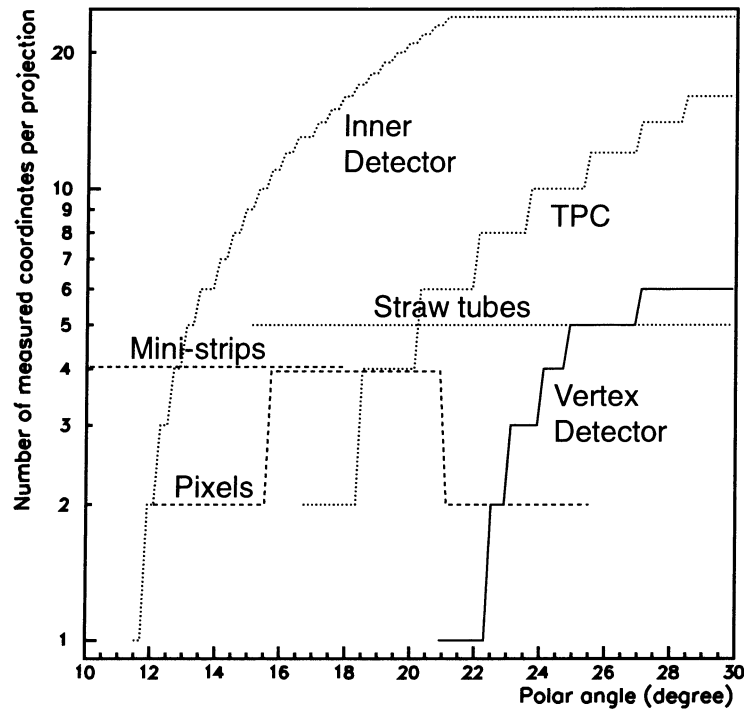


FIG. 2.23: Acceptance angulaire des détecteurs dans la région avant en fonction de l'angle polaire θ . Le nombre de points de mesure en $R\phi$ et en z est indiqué en ordonnée. Les détecteurs FCA, FCB et RIF ne sont pas représentés.

constituantes et la position est estimée au moyen du barycentre de la gerbe. De même que pour la HPC, l'association trace chargée-trace neutre est réalisée par une comparaison en χ^2 entre le point d'impact estimé et la position de la gerbe reconstruite. L'efficacité de la procédure est toutefois altérée pour les électrons et les photons. En raison de la présence de matériau interagissant entre le point d'interaction et le FEMC.

En ce qui concerne le calorimètre hadronique une procédure semblable de reconstruction est effectuée en regroupant en cluster l'information issue des tours. Afin d'augmenter la granularité de ce détecteur, une lecture individuelle des cathodes des tubes "streamer" est effectuée. La granularité est ainsi améliorée d'un facteur 3 et 5 en φ et R respectivement et permet une meilleure distinction π/μ .

c) Critères de sélection des traces chargées

La sélection des traces chargées fait intervenir l'angle polaire, l'impulsion et son incertitude associée de la trace candidate ainsi que les paramètres d'impact de la trace candidate:

- Coupure sur l'angle polaire:

L'efficacité de reconstruction des traces a évolué au cours des années de Lep2 en raison de la modification de l'algorithme de reconstruction des traces prenant en compte la présence de l'appareillage vers l'avant (VFT) et l'extension de l'ID. Avant 1998, la dégradation en efficacité était effective en dessous de 25° pour de multiples raisons (restriction d'acceptance de la TPC et de l'ID, présence de matière en quantité importante devant les chambres avant FCA et FCB, efficacité non nominale de certains détecteurs (FCA en particulier)). Cette limitation a conduit à restreindre le domaine

d'acceptance angulaire des traces chargées par rapport à l'axe du faisceau à

$$\theta_{MIN} = 20^0$$

A partir de 1998, l'amélioration du tracking sur l'avant a permis de lever les contraintes antérieures et nous a conduit à fixer la coupure sur l'angle polaire des traces à la limite de l'acceptance géométrique,

$$\theta_{MIN} = 10^0$$

Les distributions des angles polaires des traces des événements réels collectés en 1998 sont comparées à celles de la simulation dans la figure 2.24. Les traces sont réparties en 4 lots selon leur impulsion (figure 2.43) et la comparaison est effectuée pour chaque lot séparément. Notons la différence dans la forme des distributions des traces de basse et de haute impulsion. Les traces de haute impulsion suivent approximativement une distribution en $(1 + \cos^2 \theta) \sin \theta$ des quarks primaires convoluée avec la fonction d'efficacité de reconstruction, contrairement aux traces de basse impulsion qui sont essentiellement produites entre les jets. La figure 2.25 illustre la distribution en angle azimuthal des traces où apparaît la structure régulière des secteurs de la TPC.

- Coupure sur l'impulsion minimale des traces:

La reconstruction des traces chargées devient inefficace pour des traces de très basse impulsion à cause de la diminution du rayon de courbure et de l'accroissement de la diffusion multiple. Dès lors, un choix de coupure en impulsion minimale des traces a été défini avec

$$P > 0.4 \text{ GeV}$$

Les figures 2.26, 2.27 et 2.44 montrent l'accord entre les données et la simulation pour la distribution en impulsion des traces.

- Coupure sur la longueur minimale des traces:

Cette condition permet de s'affranchir des traces très courtes qui sont en général dues à des erreurs de reconstruction et dont les paramètres sont mal déterminés. Toutefois, afin de ne pas rejeter les traces courtes reconstruites par une configuration limitée de détecteurs (combinaison ID-VD), la coupure est relâchée dans ce cas particulier. Ainsi, les conditions requises sont:

$$L > 10 \text{ cm pour une trace ID - VD,}$$

$$L > 30 \text{ cm pour toute autre combinaison.}$$

La figure 2.28 montre la distribution de la longueur des traces. La structure très accidentée de la figure provient des différentes combinaisons de détecteurs participant à la reconstruction.

- Coupure sur les paramètres d'impact longitudinal et transversal:

Les traces primaires se distinguent des traces secondaires et des traces parasites essentiellement par leurs faibles paramètres d'impact en $R\varphi$ et en z . Un choix naturel de coupures illustré par les figures 2.30 et 2.31 est:

$$|IP_{R\varphi}| < 4 \text{ cm}$$

$$\text{et } |IP_z| < 10 \text{ cm}$$

- Coupure sur la qualité des traces:

Une telle coupure est nécessaire pour éliminer les traces mal reconstruites qui présentent un mauvais χ^2 d'ajustement ou des erreurs trop importantes sur les paramètres des TE. L'ajustement des traces réelles étant dans la plupart des cas plus mauvais que celui des traces simulées (en raison de défauts

d'alignement mal modélisés, de l'influence des problèmes de fonctionnement, etc ...), il apparait plus judicieux de sélectionner les traces sur l'incertitude relative de l'impulsion en imposant

$$\Delta P/P < 1$$

La figure 2.29 montre la distribution de cette incertitude pour les données et la simulation.

La répartition des traces sélectionnées en fonction de leur origine est accessible par le programme de simulation; 83% sont des traces primaires, 13% des traces secondaires (34% provenant de la désintégration de baryons et de kaons neutres ou chargés, 25% d'interactions nucléaires, 41% de conversions de photon) et le résidu est l'ensemble des traces non associées. De nombreuses combinaisons de détecteurs participant à la reconstruction de la trace chargée sont possibles. Les trois associations les plus fréquentes pour les événements hadroniques sont (VD+ID+TPC+OD) (36%), (VD+ID+TPC) (28%) et enfin la combinaison (VD+ID+TPC+FCA ou FCB) (8%).

Critères de sélection des traces neutres:

Les gerbes neutres détectées dans les calorimètres et non associées à des traces chargées sont acceptées sur la base d'une énergie seuil:

Dépot électromagnétique (HPC, FEMC, STIC) : $E > 1.5 \text{ GeV}$

Dépot hadronique (HCAL) : $E > 1.5 \text{ GeV}$

Les spectres en énergie ainsi que les distributions angulaires des gerbes déposées dans les calorimètres électromagnétiques et hadronique sont indiqués dans les figures 2.32 à 2.41. Le pic visible à haute énergie dans les calorimètres correspond au photon ISR du retour radiatif. Le tableau 2.3 résume l'ensemble des coupures appliquées pour sélectionner les traces chargées et neutres.

Traces chargées	Traces neutres
$P > 0.4 \text{ GeV}$	$E_{ELM} > 1.5 \text{ GeV}$
$IP_{R\phi} < 4 \text{ cm}, IP_z < 10 \text{ cm}$	$E_{HAD} > 1.5 \text{ GeV}$
$\Delta P/P < 1$	$\Delta E/E < 1$
$L > 10 - 30 \text{ cm}$	

TAB. 2.3: Critères de sélection des traces chargées et neutres

2.4.1 Sélection des événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$

La grande majorité des événements de bruit de fond peut être éliminée par quelques coupures simples. La sélection des événements hadroniques est fondée sur 4 variables: la multiplicité chargée (N_{ch}), l'énergie chargée (E_{ch}), l'énergie radiale (E_{rad}) et l'énergie transverse (E_{trans}). L'énergie d'une trace chargée est calculée à partir de l'impulsion mesurée en supposant que la particule est un pion. L'énergie d'une particule neutre est directement estimée à l'aide des calorimètres, en supposant une masse nulle.

Soient les définitions:

- La multiplicité chargée N_{ch} est le nombre de traces chargées de l'événement qui ont satisfait les critères de sélection.

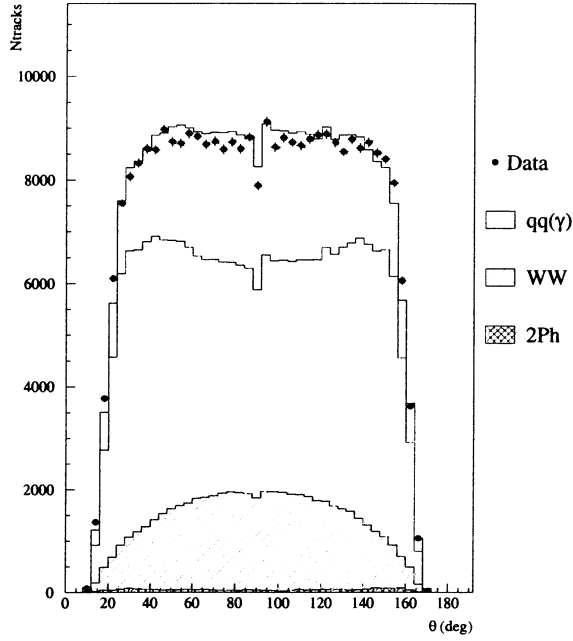


FIG. 2.24: Distribution de l'angle polaire des traces chargées pour $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$. Sont représentées sur la figure, les contributions individuelles du signal $q\bar{q}(\gamma)$ et des bruits de fond issus des événements WW et des collisions photon-photon. L'ensemble du Monte-Carlo (signal + bruit de fond) est indiqué par la ligne continue. Les points noirs représentent les données.

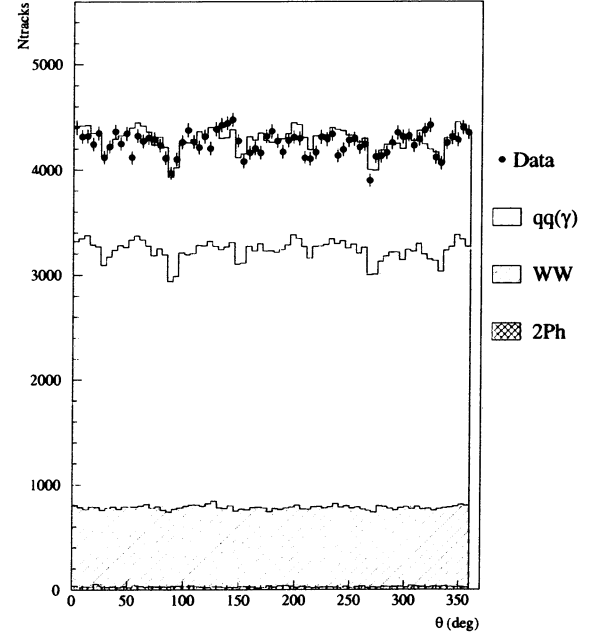


FIG. 2.25: Distribution de l'angle azimuthal des traces chargées pour $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$.

- L'énergie chargée normalisée à l'énergie dans le centre de masse est défini de la manière suivante:

$$E_{ch} = \sum_i (|\vec{p}_i|^2 + m_\pi^2)^{1/2} / \sqrt{s}$$

- L'énergie "radiale" normalisée à l'énergie dans le centre de masse s'écrit:

$$E_{rad} = \sum_i \left[(E_{i,EMF}^2(z > 0) + E_{i,EMF}^2(z < 0)) / s \right]^{1/2}$$

$E_{i,EMF}^2(z > 0)$ et $E_{i,EMF}^2(z < 0)$ étant l'énergie déposée dans le détecteur FEMC par la trace i du côté $z > 0$ et $z < 0$ respectivement.

- L'énergie transverse est simplement la quantité suivante:

$$E_{trans} = \sum_i^{N_{ch+em}} |E_i \cdot \sin \theta_i|$$

où N_{ch+em} est l'ensemble des traces chargées et des traces neutres électromagnétiques détectées dans la HPC ou le FEMC.

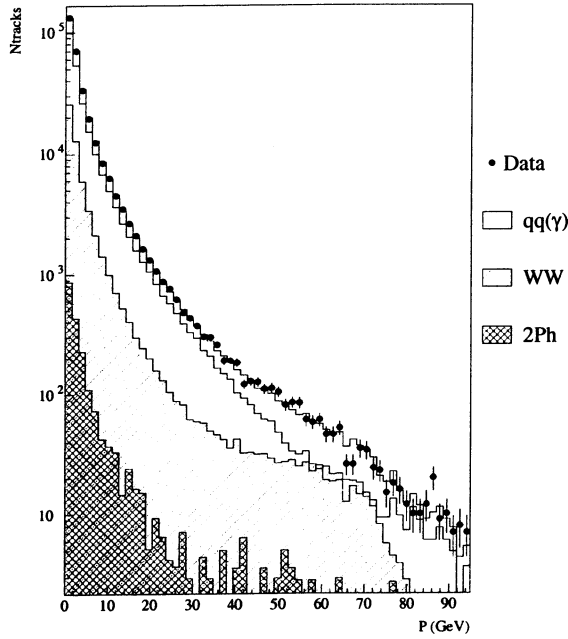


FIG. 2.26: Distributions de l'impulsion des traces chargées pour $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$.

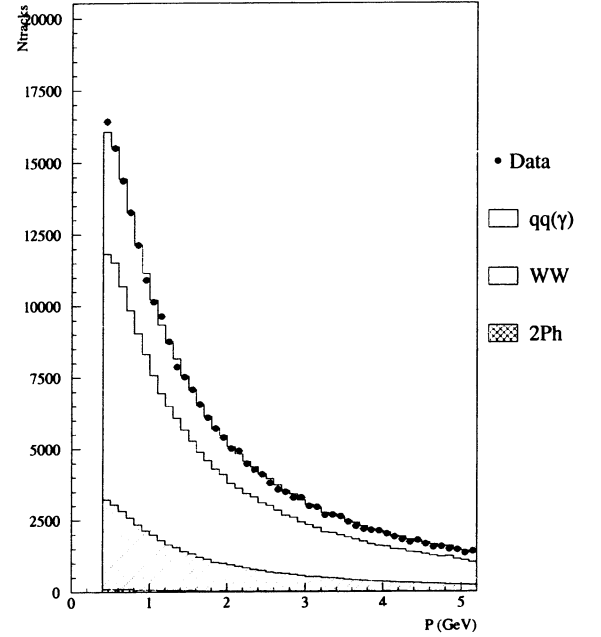


FIG. 2.27: Distributions de l'impulsion des traces chargées ($P < 5 \text{ GeV}$) pour $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$.

a) Le choix des coupures

Les processus simulés pour l'étude des critères de sélection sont les suivants:

- $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ pour le signal,

et pour le bruit de fond:

- diffusion Bhabha ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$),
- production de paires de leptons ($e^+e^- \rightarrow l^+l^-(\gamma), l \neq e$),
- production de hadrons dans les collisions photon-photon (contributions QPM+QCD+VDM),
- production de paires W^+W^- (CC03),
- production de paires ZZ ,
- production de processus à boson unique dans l'état final $W e \nu$, $Z e e$.

Les 3 premières composantes du bruit de fond sont des processus physiques QED bien connus caractérisés par une faible multiplicité chargée et une activité essentiellement localisée à bas P_T . Ces réactions aisément éliminables et qui ne contiennent aucune physique nouvelle bénéficient néanmoins de sections efficaces importantes et requièrent un taux de réjection élevé.

Les trois dernières composantes sont des états finaux à 4 fermions dont seule la contribution CC03 présente une section efficace notable ($\gtrsim 10 \text{ pb}$). La décomposition en événements WW , $W e \nu$, ZZ et $Z e e$ est en réalité arbitraire car il faudrait en toute rigueur considérer l'ensemble des états finaux à 4 fermions ainsi que leurs effets d'interférence. Toutefois, dans une excellente approximation, cette décomposition s'avère suffisamment juste pour la précision des mesures envisagées et est vérifiée de façon indépendante par une analyse complémentaire basée sur une simulation globale d'événements à 4 fermions.

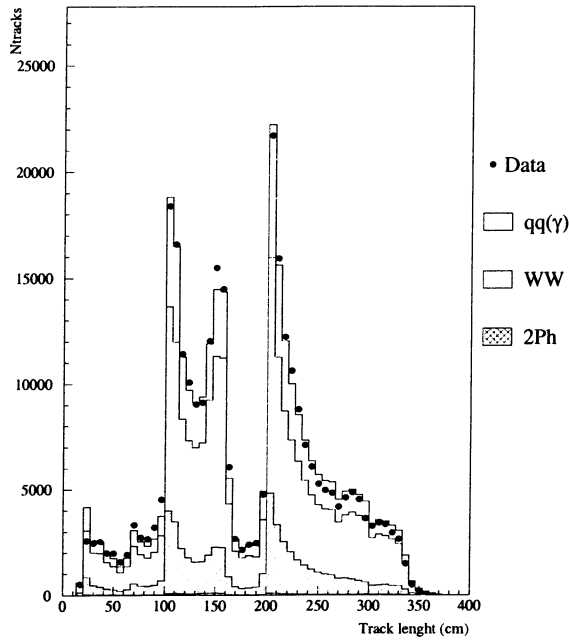


FIG. 2.28: Distributions de la longueur des traces chargées pour $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$.

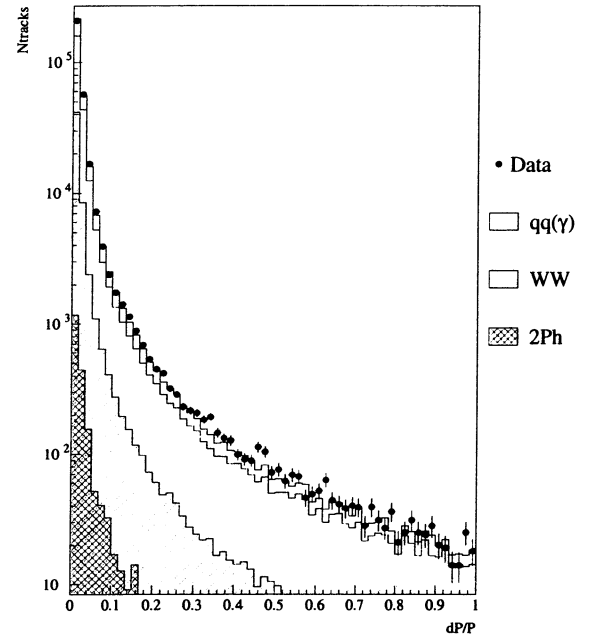


FIG. 2.29: Distributions de l'erreur relative de l'impulsion des traces chargées pour $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$.

$130 \leq \sqrt{s} \leq 189 \text{ GeV}$	$192 \leq \sqrt{s} \leq 206 \text{ GeV}$
$N_{ch} > 6$	$N_{ch} > 6$
$E_{ch}/\sqrt{s} > 0.15$	$E_{ch}/\sqrt{s} > 0.10$
$E_{rad}/\sqrt{s} < 0.45$	$E_{rad}/\sqrt{s} < 0.45$
	$E_{trans}/\sqrt{s} > 0.20$

TAB. 2.4: Critères de sélection des événements hadroniques avant et après 1998.

L'objectif de la sélection a été de s'affranchir des réactions QED tout en conservant une certaine contribution de bruit de fond à 4 fermions. Cette dernière sera estimée à partir de prédictions Monte-carlo et soustraite des données sélectionnées. La réjection des événements Bhabha et des événements de collision photon-photon est assurée par des conditions sur N_{ch} , E_{rad} et E_{trans} .

Les figures 2.44 à 2.46 illustrent les distributions simulées en N_{ch} , E_{ch} , E_{rad} et E_{trans} pour le signal et pour les différentes contributions du bruit de fond. Il résulte de ces distributions un premier choix de coupures utilisé jusqu'en 1998 puis un deuxième choix appliqué par la suite, plus performant quant à l'élimination du fond de collision photon-photon (tableau 2.4)

Les figures 2.49 et 2.50 indiquent les distributions de ces 4 observables pour les données collectées à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ comparées à la simulation Monte-Carlo correspondante.

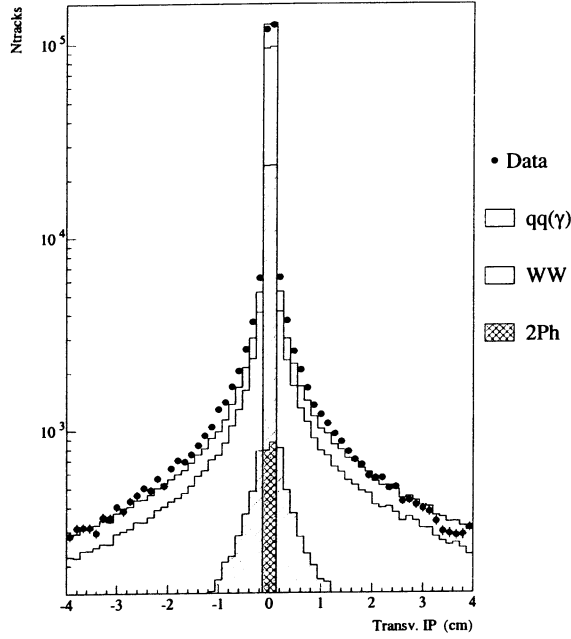


FIG. 2.30: Distribution du paramètre d'impact transverse des traces chargées pour $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$.

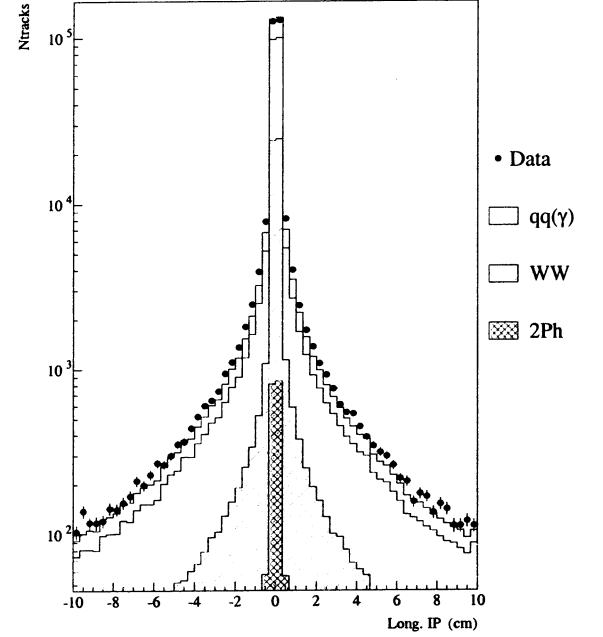


FIG. 2.31: Distribution du paramètre d'impact longitudinal des traces chargées pour $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$.

Les efficacités de sélection pour $\sqrt{s'}/s > 0.1$ définies par

$$\varepsilon = \frac{N_{sel}^{rec}(\sqrt{s'}/s > 0.1)}{N_{gen}(\sqrt{s'}/s > 0.1)}$$

pour les différentes énergies de collision de Lep2 sont indiquées dans le tableau 2.5.

b) Estimation de l'énergie réduite $\sqrt{s'}$ pour l'état final $q\bar{q}(\gamma)$

La détermination de l'énergie effective $\sqrt{s'}$ s'avère importante pour l'étude de l'annihilation $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ car elle permet de séparer les événements du retour radiatif des événements mettant en jeu l'énergie de collision maximale.

Deux algorithmes issus de la librairie SPRIME+ [46] ont été utilisés. L'un et l'autre effectuent une recherche préalable des candidats photons ISR. Ces derniers doivent posséder une énergie minimale de 10 GeV et être angulairement isolés des traces chargées de l'événement. Les candidats γ_{ISR} ainsi obtenus sont exclus du lot de traces composant l'événement hadronique qui est reconstruit au moyen de l'algorithme de formation de jets DURHAM.

Parvenu à ce stade, deux méthodes sont considérées:

- La première méthode détermine l'énergie réduite à partir de la direction des jets mesurés et éventuellement des photons détectés. Robuste et simple, elle délivre une estimation satisfaisante de $\sqrt{s'}$. Dans ce cas, le regroupement force à deux le nombre de jets reconstruits, chaque jet étant repéré par son angle polaire θ_i ($i = 1, 2$) On distingue alors plusieurs cas:

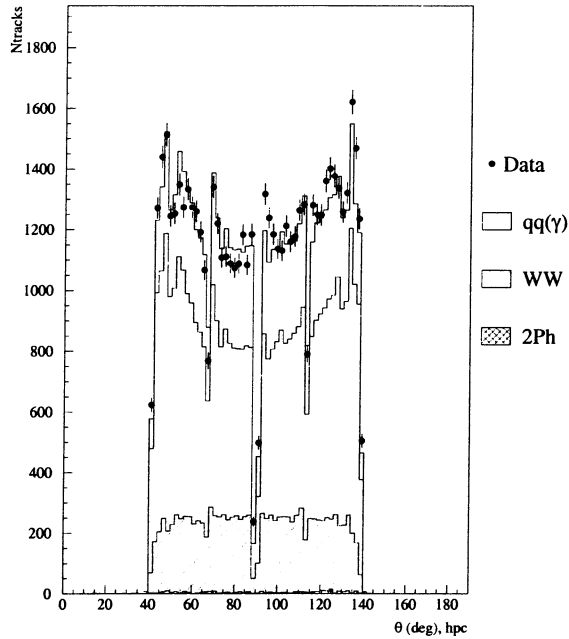


FIG. 2.32: *Distribution de l'angle polaire des traces neutres détectées par le calorimètre électromagnétique HPC (partie tonneau) pour $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$.*

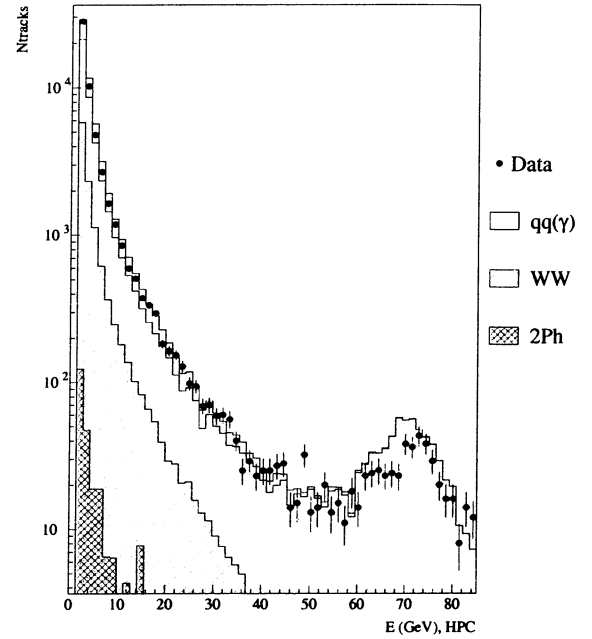


FIG. 2.33: *Distribution de l'énergie des traces neutres détectées par le calorimètre électromagnétique HPC (partie tonneau) pour $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$.*

- Aucun photon ISR n'est détecté:

La solution proposée est l'émission d'un photon radiatif colinéaire à l'axe du faisceau Oz. Pour que les 3 particules assurent la conservation de l'énergie-impulsion, celles ci doivent se situer dans un même plan (événement planaire) et doivent vérifier:

$$\begin{aligned} P_{1x} + P_{2x} &= 0 \\ P_{1y} + P_{2y} &= 0 \\ P_{1z} + P_{2z} + P_{\gamma z} &= 0 \\ E_1 + E_2 + E_{\gamma} &= \sqrt{s} \end{aligned}$$

La réécriture de ce système linéaire en fonction des angles conduit à une résolution très simple (dite "règle triangulaire"):

$$E_{\gamma} = \frac{|\sin(\theta_1 + \theta_2)|}{\sin \theta_1 + \sin \theta_2 + |\sin(\theta_1 + \theta_2)|} \cdot \sqrt{s}$$

- Un seul photon ISR est mesuré dans le détecteur:

Si l'événement constitué de deux jets hadroniques et d'un seul photon est planaire, i.e. si la somme des angles internes entre les jets et le photon excède 345° , la règle triangulaire précédente

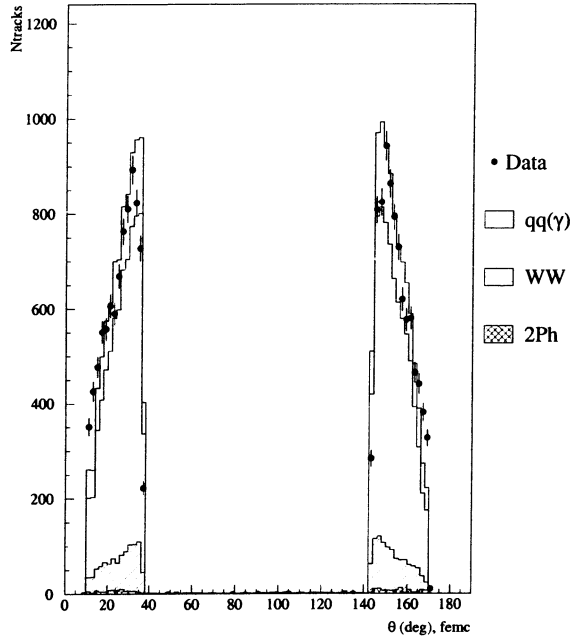


FIG. 2.34: Distribution de l'angle polaire des traces neutres détectées par le calorimètre électromagnétique FEMC (partie bouchon) pour $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$.

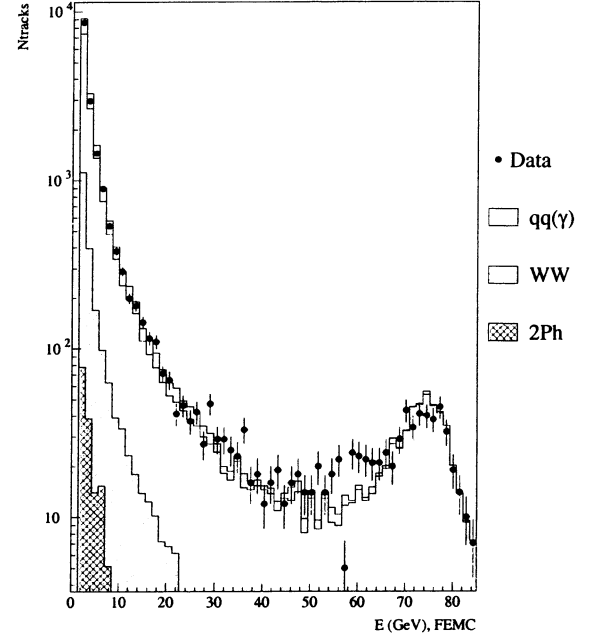


FIG. 2.35: Distribution de l'énergie des traces neutres détectées par le calorimètre électromagnétique FEMC (partie bouchon) pour $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$.

est applicable et l'énergie du photon ISR prend la forme:

$$E_\gamma = \frac{\sin(\widehat{jet_1, jet_2})}{\sin(\widehat{jet_1, \gamma}) + \sin(\widehat{jet_2, \gamma}) + \sin(\widehat{jet_1, jet_2})} \cdot \sqrt{s}$$

Si l'événement est aplanaire, au moins une particule a été perdue. L'algorithme suppose dans ce cas qu'un deuxième photon ISR a été émis dans le tube du faisceau. Les énergies des jets et du photon mesurées sont utilisées pour contraindre ce photon non détecté.

- Plus d'un photon ISR est détecté:

Avec 2 photons ISR détectés, la conservation de l'énergie-impulsion conduit à un système linéaire de 4 équations à 4 inconnues $E_1, E_2, E_{\gamma_1}, E_{\gamma_2}$ faisant intervenir les mesures des directions des jets et des photons. La résolution du système fournit directement:

$$\sqrt{s'} = \left[(\sqrt{s} - \sum_i E_{\gamma_i})^2 - (\sum_i \vec{P}_{\gamma_i})^2 \right]^{1/2}$$

Si le nombre de photons ISR est supérieur ou égal à 3, l'énergie effective est directement calculée à partir de la somme des énergies et des impulsions mesurées des photons.

- La seconde méthode détermine l'énergie réduite à partir d'un ajustement cinématique contraint de la quadri-impulsion des deux jets.
Cette procédure est plus précise que la précédente car la reconstruction des jets s'effectue

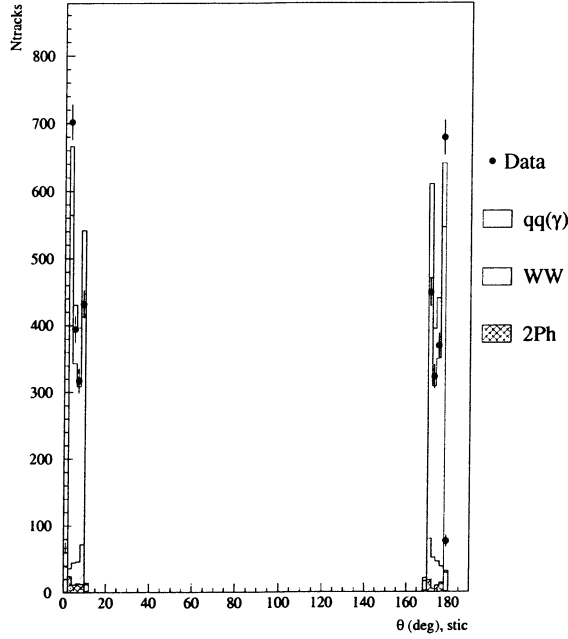


FIG. 2.36: Distribution de l'angle polaire des traces neutres détectées par le luminomètre STIC pour $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$.

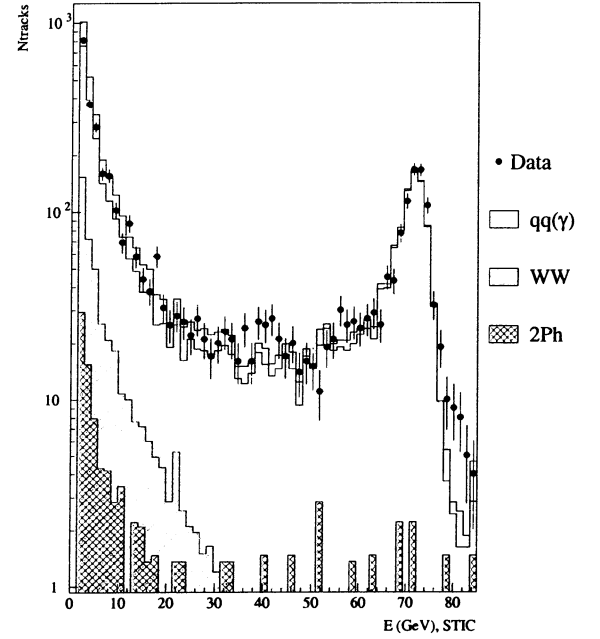


FIG. 2.37: Distribution de l'énergie des traces neutres détectées par le luminomètre STIC pour $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$.

initialement sans contrainte, si ce n'est que leur nombre est restreint à deux. L'ajustement cinématique décrit ainsi plus naturellement les événements multijets avec rayonnement de gluons. L'ajustement permet en outre d'estimer l'erreur et la qualité du résultat obtenu. Deux ajustements cinématiques contraints sont réalisés correspondant aux hypothèses d'émission d'un photon colinéaire à l'axe Oz dans une direction positive ou négative. Il résulte du bilan énergétique que 3 contraintes sont applicables:

$$\begin{aligned} \sum P_x &= 0 \\ \sum P_y &= 0 \\ \sum E &= \sqrt{s} \pm \sum P_z \end{aligned}$$

L'impulsion du jet ajusté \vec{P}_j^f est projeté sur un repère orthonormé dont l'un des axes est parallèle à l'impulsion mesurée \vec{P}_j^m et les deux autres axes perpendiculaires de vecteurs unitaires $\vec{\mu}_j^b$ et $\vec{\mu}_j^c$. La composante longitudinale est décrite par un facteur d'échelle gaussien e^{a_j} tandis que les composantes transverses font intervenir des paramètres multiplicatifs b_j et c_j tels que:

$$\vec{P}_j^f = e^{a_j} \vec{P}_j^m + b_j \vec{\mu}_j^b + c_j \vec{\mu}_j^c$$

Un χ^2 défini par

$$\chi^2 = \sum_j \frac{(a_j - a_0)^2}{\sigma_{a_j}^2} + \frac{(b_j - b_0)^2}{\sigma_{b_j}^2} + \frac{(c_j - c_0)^2}{\sigma_{c_j}^2}$$

où a_0, b_0, c_0 sont les valeurs attendues et $\sigma_{a_j}, \sigma_{b_j}, \sigma_{c_j}$ les incertitudes associées, est minimisé avec les contraintes décrites ci-dessus.

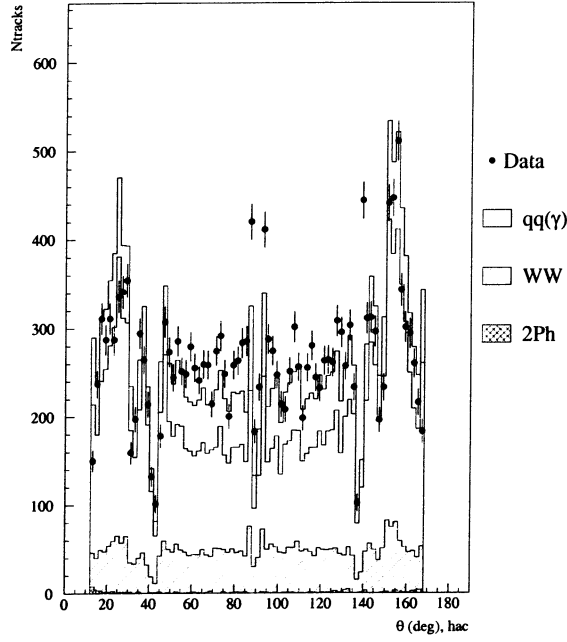


FIG. 2.38: Distribution de l'angle polaire des traces neutres détectées par le calorimètre hadronique HAC pour $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$.

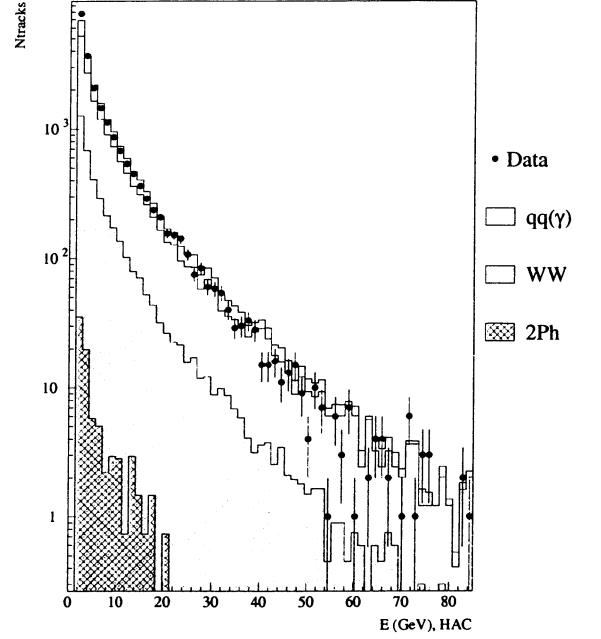


FIG. 2.39: Distribution de l'énergie des traces neutres détectées par le calorimètre hadronique HAC pour $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$.

Les erreurs des paramètres ajustés $\sigma_{a_j}, \sigma_{b_j}, \sigma_{c_j}$ sont paramétrisées en fonction de l'angle polaire du jet en comparant leur distribution à l'aide d'événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ enregistrés chaque année lors de prises de données réalisées au pic du Z .

La résolution sur l'énergie réduite $\sqrt{s'}$ reconstruite à partir de l'algorithme Durham dépend de la valeur du coefficient de clusterisation Y_{cut} employé. Pour une valeur typique $Y_{cut} = 0.002$, $\sigma(\sqrt{s'})/\sqrt{s'} = 2 - 3\%$ comme l'illustre la figure 2.51.

L'utilisation de l'ajustement cinématique contraint améliore la résolution sur $\sqrt{s'}$ d'environ 10% par rapport à celle délivrée par la méthode géométrique des directions de jets hadroniques. L'énergie réduite ayant été estimée, il est maintenant possible de calculer la section efficace exclusive $\sigma(\sqrt{s'}/s > 0.85)$.

c) Méthode déconvolutive du calcul de section efficace exclusive

Soient $N_g(< 0.85)$ et $N_g(> 0.85)$ les nombres d'événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ Monte-Carlo générés vérifiant $\sqrt{s'}/s < 0.85$ et $\sqrt{s'}/s > 0.85$ respectivement.

Les nombres d'événements sélectionnés reconstruits $N_r(< 0.85)$ et $N_r(> 0.85)$ correspondants sont obtenus à l'aide de la matrice 2×2 de convolution $[M]$ telle que:

$$\begin{pmatrix} N_r(< 0.85) \\ N_r(> 0.85) \end{pmatrix} = [M] \begin{pmatrix} N_g(< 0.85) \\ N_g(> 0.85) \end{pmatrix}$$

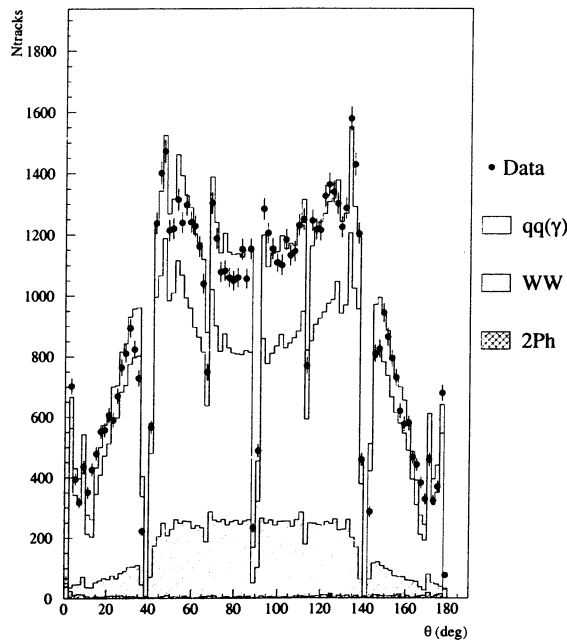


FIG. 2.40: Distribution de l'angle polaire des traces neutres détectées par les calorimètres électromagnétique et hadroniques pour $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$.

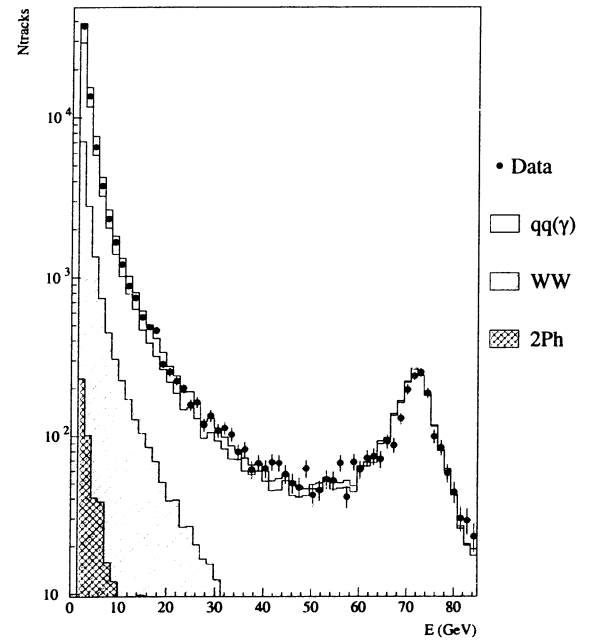


FIG. 2.41: Distribution de l'énergie des traces neutres détectées par les calorimètres électromagnétique et hadroniques pour $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$.

Les coefficients M_{ij} de $[M]$ sont dérivés de la simulation et représentent les probabilités de transition entre les domaines $\sqrt{s'}/s < 0.85$ et $\sqrt{s'}/s > 0.85$ pour les événements générés et les événements reconstruits. Ces paramètres contiennent les effets de reconstruction et de résolution issus de la méthodologie d'estimation de $\sqrt{s'}$ et prennent en compte directement les efficacités de sélection. Si l'on mesure $N_d(< 0.85)$ et $N_d(> 0.85)$ événements réels, la section efficace s'obtient par:

$$\sigma(\sqrt{s'}/s > 0.85) = \frac{1}{\mathcal{L}} \frac{M_{21}[N_d(< 0.85) - N_{bdf}(< 0.85)] - M_{11}[N_d(> 0.85) - N_{bdf}(> 0.85)]}{M_{12}M_{21} - M_{11}M_{22}}$$

Un calcul rapide montre que l'équation précédente peut s'exprimer par la formule approchée:

$$\sigma(\sqrt{s'}/s > 0.85) \simeq [N_d(> 0.85) - N_{bdf}(> 0.85)] \frac{\mathcal{P}}{\varepsilon \mathcal{L}}$$

où \mathcal{P} et ε représentent respectivement la pureté et l'efficacité de sélection du signal.

2.4.2 Résultats

Il est maintenant possible de calculer les sections efficaces inclusive et exclusive de la réaction de production de paires $q\bar{q}$ aux différentes énergies de Lep2. La luminosité totale analysée est inférieure à la luminosité intégrée collectée en raison de la réjection des données de mauvaise qualité pour

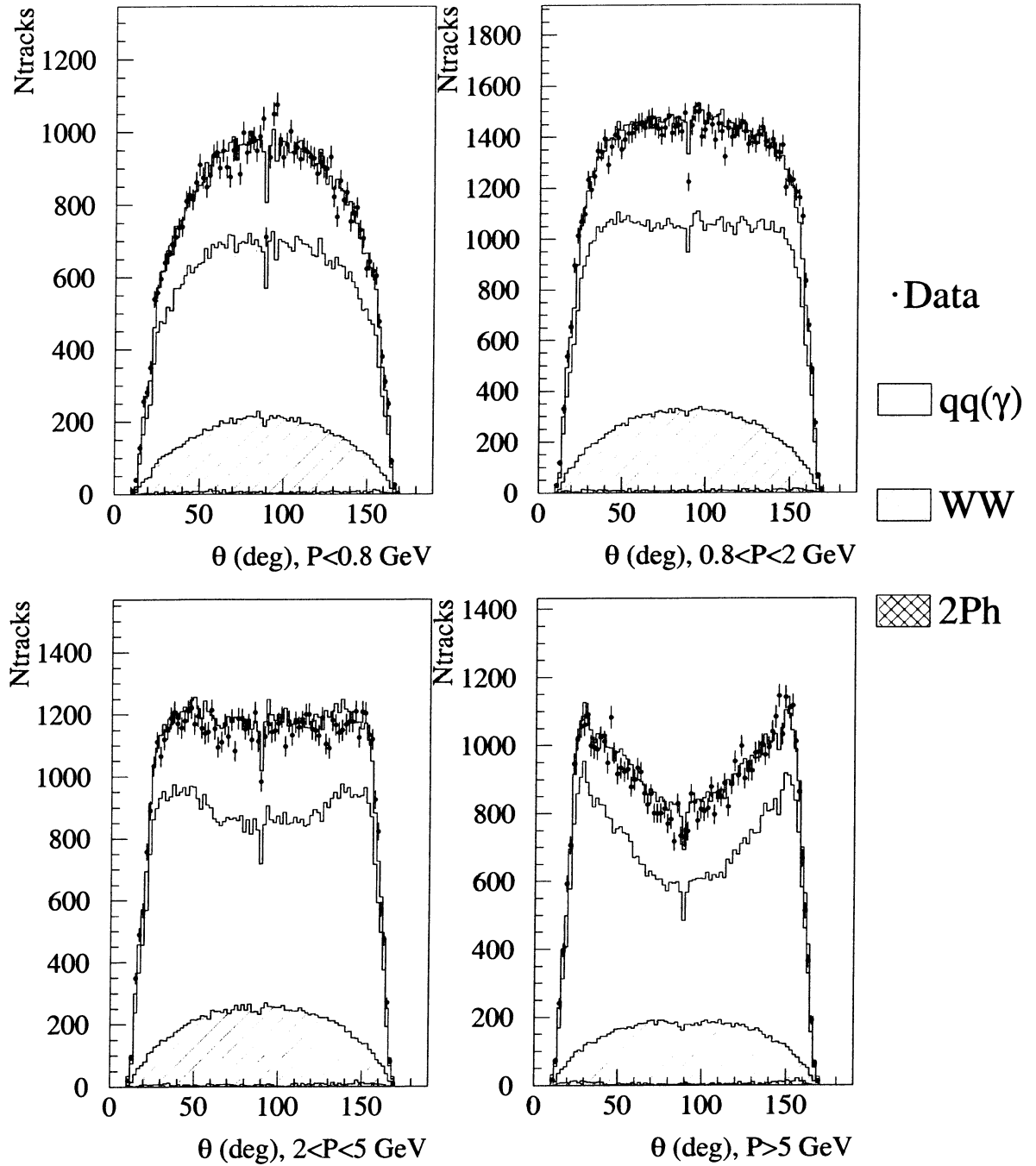


FIG. 2.42: Distributions de l'angle polaire des traces chargées en fonction de 4 domaines d'impulsion pour $\sqrt{s} = 189$ GeV.

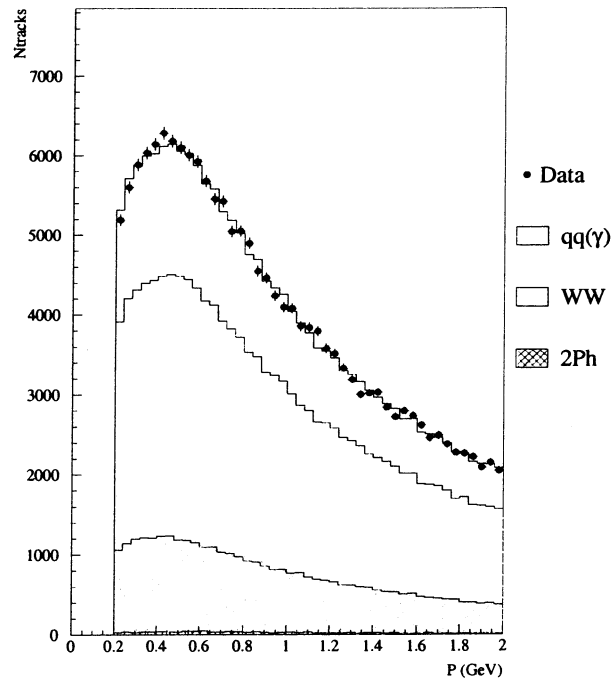


FIG. 2.43: *Détail de la distribution de l'impulsion des traces chargées pour $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$. La sélection de traces débute à 0.4 GeV.*

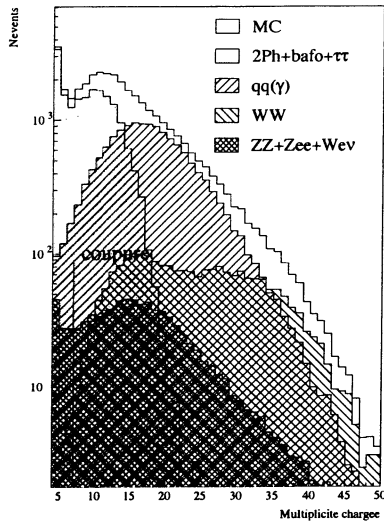


FIG. 2.44: Distribution simulée de la multiplicité chargée. Les différentes contributions constituant le signal attendu (ligne continue delimitant la surface blanche) sont représentées ($qq(\gamma)$, WW , $ZZ + Zee + Wev$, collisions $\gamma\gamma + Bhabha$ vers l'avant ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma); \theta < 90^\circ$) + $e^+e^- \rightarrow \tau\tau$) pour $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$.

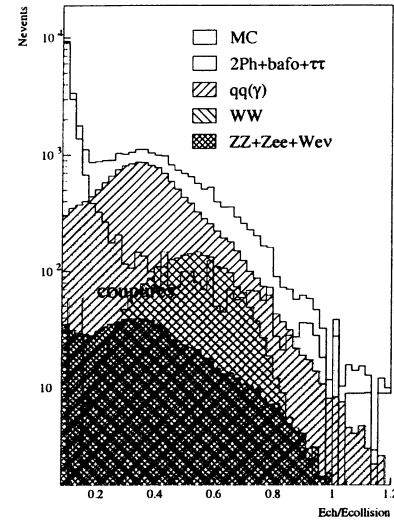


FIG. 2.45: Distribution simulée de l'énergie chargée normalisée à l'énergie de collision.

lesquelles le détecteur présentait des dysfonctionnements majeurs (problèmes électroniques ou informatiques, environnement bruyant, etc ...). Chaque type d'analyse effectuée impose des conditions opérationnelles spécifiques pour chaque sous-détecteur. Pour le sujet qui nous intéresse, sont rejetées les données pour lesquelles le VD ou la TPC présentent des efficacités de fonctionnement inférieures à 50% et 65% respectivement. Dans la pratique, la quantité de données corrompues reste faible ($\lesssim 1\%$). La correction de la section efficace provenant de l'effet d'émission de paires dans l'état initial et final non décrite dans la simulation Monte-Carlo (cf section 2.4.1) a été estimée en calculant la variation $\Delta\epsilon$ entre l'efficacité de sélection avec production de paires et l'efficacité de sélection sans production de paires. Le générateur GRC4F utilisé (sans la simulation complète du détecteur) avec les critères de sélection standard pour la production de lots d'événements sans et avec production de paires conduit à $\Delta\epsilon = -6.2\%$ pour $\sqrt{s'/s} > 0.1$ et $\Delta\epsilon = -5.7\%$ pour $\sqrt{s'/s} > 0.85$. En raison de la faible valeur de δ_{PP} pour $\sqrt{s'/s} > 0.85$ ($\delta_{PP} \lesssim 0.2\%$), seule la correction $\delta_{PP}\Delta\epsilon(\sqrt{s'/s} > 0.1)$ est prise en compte: $\delta_{PP}\Delta\epsilon(\sqrt{s'/s} > 0.1, \sqrt{s} = 189 \text{ GeV}) = -0.014 \times 0.062 = -0.09\%$.

a) Les erreurs systématiques

Différentes composantes interviennent dans l'estimation des erreurs systématiques. Leur nature est attachée à chaque variable utilisée pour le calcul des sections efficaces:

- l'incertitude statistique de l'efficacité de sélection, $\Delta\epsilon/\epsilon(stat)$;
Celle-ci se calcule aisément avec $\Delta\epsilon/\epsilon(stat) = [(1 - \epsilon)/N_{sel}]^{1/2}$ et est réductible par l'emploi de

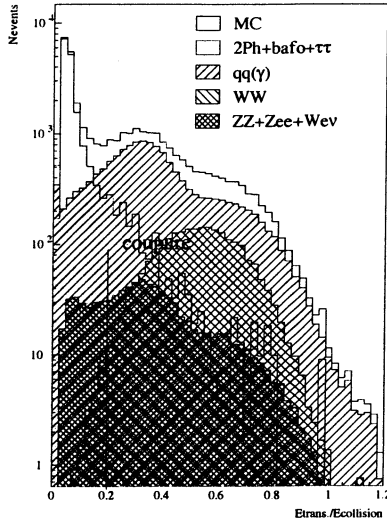


FIG. 2.46: *Energie transverse normalisée à l'énergie de collision.*

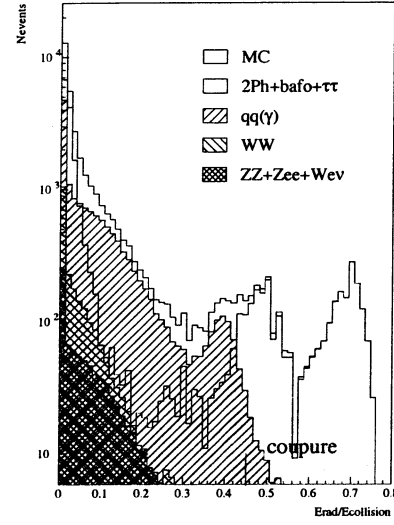


FIG. 2.47: *Energie radiale normalisée à l'énergie de collision.*

lots Monte-Carlo de grande statistique.

- l'incertitude systématique de l'efficacité de sélection, $\Delta\epsilon/\epsilon(sys)$;

La simulation ne prédisant pas parfaitement la forme des distributions observées de certaines variables de sélection, des biais s'introduisent dans le calcul de l'efficacité de sélection. Il s'en suit que la section efficace mesurée varie avec la valeur des coupures. Pour déceler ce type de biais, chacune des valeurs de coupure est donc changée indépendamment dans un domaine d'extension raisonnable autour de sa valeur nominale. Tout écart de l'efficacité de sélection non compatible avec l'incertitude statistique introduite par la variation de la taille de l'échantillon est interprétée comme un effet traduisant une erreur systématique.

Pour chaque variation (8 au total pour les 4 variables de sélection), la différence $\Delta\sigma_{var}$ entre la section efficace nominale et la nouvelle section efficace après variation est calculée, ainsi que la moyenne correspondante:

$$\langle \Delta\sigma_{var} \rangle = \left[\frac{1}{8} \sum_{i=1}^8 (\sigma_i - \sigma)^2 \right]^{1/2}$$

L'incertitude moyenne statistique associée au changement du nombre d'événements sélectionnés est calculée à l'aide de la variance d'une loi binomiale:

$$\frac{\langle \Delta\sigma_{stat} \rangle}{\sigma} = \frac{1}{N} \left[\sum_{i=1}^8 \frac{|N_i - N| \cdot \text{Min}(N_i, N)}{\text{Max}(N_i, N)} \times \frac{1}{8} \right]$$

On définit l'erreur systématique comme:

$$\Delta\sigma_{sys} = [(\Delta\sigma_{var})^2 - (\langle \Delta\sigma_{stat} \rangle)^2]$$

- L'incertitude systématique du bruit de fond résiduel, $\Delta\sigma_{bdf}$;

Le bruit de fond résiduel doit être contrôlé précisément. Dans la simulation, la production

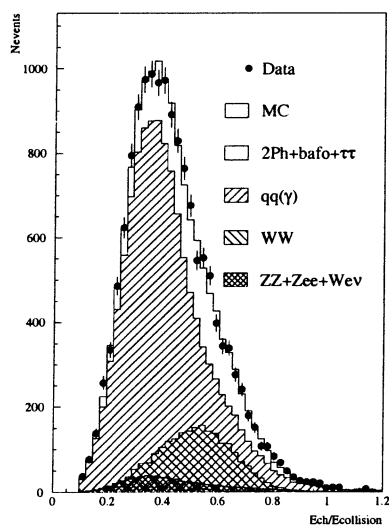
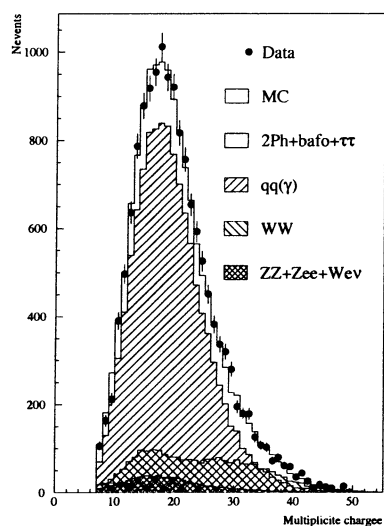


FIG. 2.48: Distributions de la multiplicité chargée (haut) et de l'énergie chargée normalisée (bas) à l'énergie de collision. Le signal ($q\bar{q}(\gamma)$) et les différentes contributions du bruit de fond sont représentés (WW , $ZZ + Zee + W\text{ev}$, collisions $\gamma\gamma + \text{Bhabha-forward } (\theta < 90^\circ) + \tau\tau$) et comparés aux données collectées à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$.

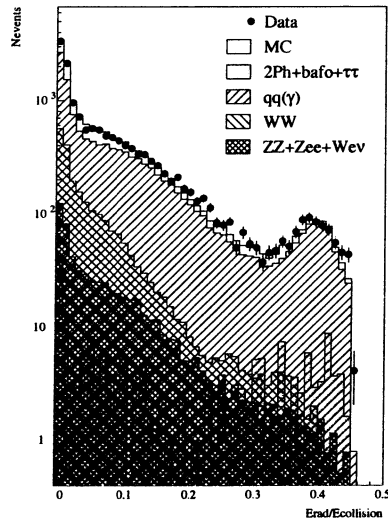
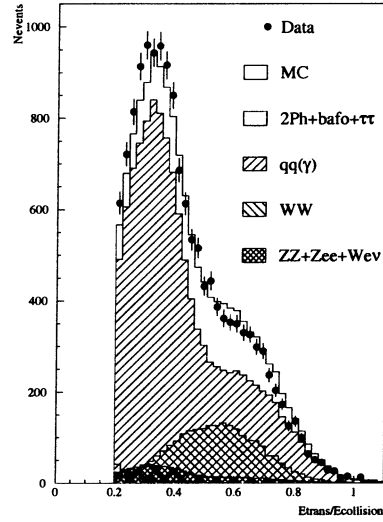


FIG. 2.49: Distributions de l'énergie transverse normalisée à l'énergie de collision (haut) et de l'énergie radiale dans le FEMC normalisée à l'énergie de collision (bas). Le signal ($q\bar{q}(\gamma)$) et les différentes contributions du bruit de fond sont représentés (WW , $ZZ + Zee + W\bar{\nu}$, collisions $\gamma\gamma + \text{Bhabha-forward } (\theta < 9^\circ) + \tau\tau$) et comparés aux données collectées à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$.

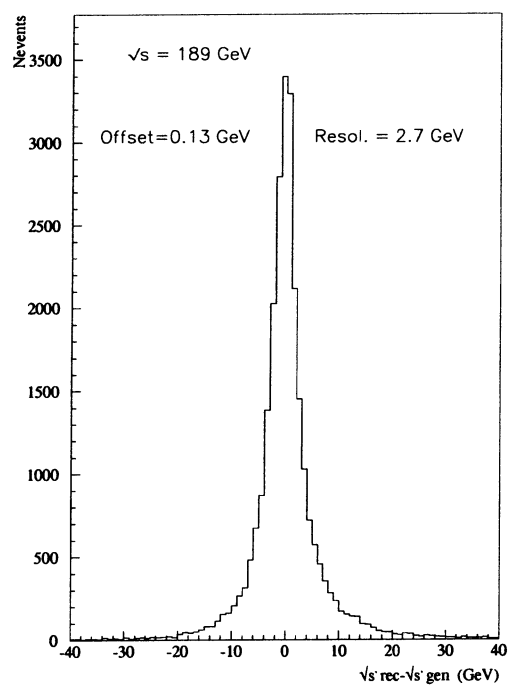


FIG. 2.50: Résolution sur l'énergie réduite reconstruite par l'algorithme SPRIME [46] pour $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$

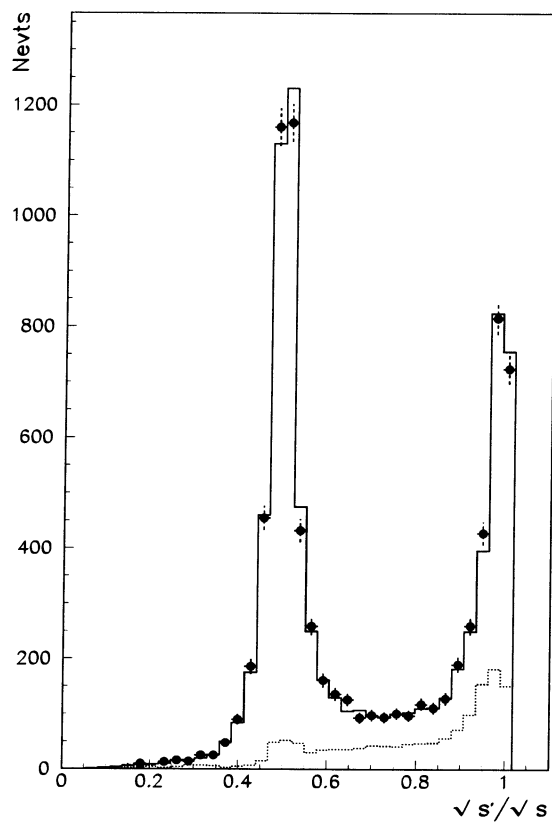


FIG. 2.51: *Distribution $\sqrt{s'}/s$ pour $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$. La courbe pointillée représente la contribution du bruit de fond résiduel.*

\sqrt{s} (GeV)	130.2	136.2	161.3	172.1	182.7	188.6
$\varepsilon_{0.1}$ (%)	91.64 ± 0.20	90.58 ± 0.22	88.79 ± 0.18	85.84 ± 0.19	84.60 ± 0.18	83.57 ± 0.11
Pureté (%)	97.3	97.0	93.5	85.6	82.8	80.2
$\varepsilon_{0.85}$ (%)	85.90 ± 0.51	85.04 ± 0.50	86.39 ± 0.40	86.59 ± 0.37	92.70 ± 0.25	92.74 ± 0.15
$C_{<.85}$ (%)	18.6	17.2	11.4	10.8	10.6	11.1

\sqrt{s} (GeV)	191.6	195.5	199.5	201.6	205.0	206.7
$\varepsilon_{0.1}$ (%)	82.55 ± 0.17	81.45 ± 0.12	80.73 ± 0.10	80.42 ± 0.09	79.15 ± 0.10	78.86 ± 0.10
Pureté (%)	79.2	78.1	76.8	76.1	75.3	74.8
$\varepsilon_{0.85}$ (%)	92.49 ± 0.24	92.85 ± 0.16	92.94 ± 0.13	92.82 ± 0.14	92.91 ± 0.15	92.87 ± 0.15
$C_{<.85}$ (%)	10.4	9.3	9.4	9.1	9.0	9.0

TAB. 2.5: Efficacités et puretés de sélection (en pourcent) du signal $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ pour $\sqrt{s'}/s > 0.1$, efficacités de sélection et contamination (de $\sqrt{s'}/s < .85$ (en pourcent) du signal $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ pour $\sqrt{s'}/s > 0.85$. Les erreurs mentionnées à chaque énergie sont les erreurs statistiques du lot Monte-Carlo correspondant.

d'états finals à 4 fermions issus des processus spécifiques WW , ZZ , Zee et $We\nu$ a été comparée aux lots issus d'une production inclusive d'événements générés à 4 fermions $f_1f_2f_3f_4$. Il est nécessaire de remarquer que lors de cette dernière approche, l'espace de phase des particules produites contient les effets d'interférences multiples des différents diagrammes concernés. Les générateurs à 4 fermions ne sont toutefois pas parfaits et souffrent de faiblesses intrinsèques dont il faut se prévenir (description approximative des ISR, restriction de l'espace de phase pour éviter des intégrales divergentes, approximation de masse nulle des fermions, consommation de puissance de calcul prohibitive, etc ...).

La différence résiduelle obtenue à la suite de cette étude est de 0.5%.

L'incertitude des sections efficaces théoriques qui entrent en jeu dans la normalisation du fond a été choisie de manière conservatrice (à titre d'exemple, le fond majoritaire WW de type CC03 a été affecté d'une incertitude systématique de 2% et les autres fonds à 4 fermions finals de 5% à 10%). En ce qui concerne le processus de collision photon-photon, leur contribution a été contrôlée en extrapolant logarithmiquement le fond résiduel observé à Lep1 et en augmentant leur réjection par une coupure sélective en énergie transverse. Un désaccord résiduel a été observé pour de faibles multiplicités chargées, conduisant à une augmentation du bruit de fond résiduel de collision photon-photon estimée à $20 \pm 5\%$.

Il est nécessaire d'introduire deux erreurs systématiques supplémentaires corrélées aux différentes analyses ($q\bar{q}$ et l^+l^-):

- l'incertitude systématique expérimentale de la luminosité intégrée;

La détermination précise de la luminosité intégrée totale \mathcal{L} à chaque point d'énergie de collision est cruciale pour les mesures de précision de sections efficaces. Aux collisionneurs e^+e^- , la réaction de référence utilisée pour extraire \mathcal{L} est la diffusion Bhabha, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ mesurée à petit angle polaire. Dans la région angulaire du STIC, la section efficace de la diffusion Bhabha est dominée par le terme d'échange d'un photon dans la voie t dont la variation avec l'angle de diffusion θ est la suivante:

$$\frac{d\sigma_{ee}}{d\cos\theta} \sim \frac{1}{t^2} \sim \frac{1}{(1 - \cos\theta)^2} \sim \frac{1}{\theta^4}$$

Année	1995		1996		1997	1998
\sqrt{s} (GeV)	130	136	161	172	183	189
\mathcal{L} analysée (pb^{-1})	2.87	2.97	9.95	9.97	53.25	155.11
$N_{evts}(\sqrt{s'/s} > 0.1)$	877	722	1528	1287	5851	15724
$N_{evts}(\sqrt{s'/s} > 0.85)$	252	202	425	353	1931	5206
Bruit de fond (pb)	8.03	7.80	9.37	18.19	18.88	20.40
$\sigma \pm \Delta\sigma(stat)(\sqrt{s'/s} > 0.1)$ (pb)	325.0 \pm 11.26	260.02 \pm 9.99	162.56 \pm 4.42	129.33 \pm 4.19	107.68 \pm 1.70	97.00 \pm 0.97
MS (Zfitter6.30)	321.5	275.55	151.13	126.02	107.31	98.86
$\sigma \pm \Delta\sigma(stat)(\sqrt{s'/s} > 0.85)$ (pb)	82.45 \pm 5.22	65.43 \pm 4.67	41.42 \pm 2.11	30.90 \pm 2.07	25.77 \pm 0.80	22.13 \pm 0.45
MS (Zfitter6.30)	81.51	65.52	34.63	28.32	23.75	21.72

TAB. 2.6: Résultats de l'analyse des événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ de 1995 à 1999. Les erreurs mentionnées sont les erreurs statistiques du signal collecté. Les prédictions du MS sont données par le générateur Zfitter6.30.

Année	1999				2000	
\sqrt{s} (GeV)	192	196	200	202	205	206
\mathcal{L} analysée (pb^{-1})	25.48	76.16	82.96	40.48	81.34	138.19
$N_{evts}(\sqrt{s'/s} > 0.1)$	2463	7302	7510	3588	6776	11116
$N_{evts}(\sqrt{s'/s} > 0.85)$	833	2460	2508	1220	2348	3938
Bruit de fond (pb)	20.56	20.69	21.00	21.24	20.99	21.01
$\sigma \pm \Delta\sigma(stat)(\sqrt{s'/s} > 0.1)$ (pb)	92.29 \pm 2.36	92.41 \pm 1.38	86.22 \pm 1.29	83.90 \pm 1.84	78.82 \pm 1.28	75.44 \pm 0.97
MSM (Zfitter6.30)	95.06	90.46	86.16	84.04	80.79	79.23
$\sigma \pm \Delta\sigma(stat)(\sqrt{s'/s} > 0.85)$ (pb)	21.41 \pm 1.07	21.11 \pm 0.64	18.94 \pm 0.58	18.82 \pm 0.84	17.46 \pm 0.58	17.11 \pm 0.44
MSM (Zfitter6.30)	20.82	19.72	18.70	18.20	17.43	17.06

TAB. 2.7: Résultats de l'analyse des événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ de l'année 1999 et de l'année 2000. Les erreurs mentionnées sont les erreurs statistiques du signal collecté. Les prédictions du MS sont données par le générateur Zfitter6.30.

\sqrt{s} (GeV)	130	136	161	172	183	189	192	196	200	202	205	206
$\Delta\varepsilon/\varepsilon(stat)(\%)$	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.1	0.2	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
$\Delta\varepsilon/\varepsilon(sys)(\%)$	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7	1.5	1.5
$\Delta\sigma_{bdf}(stat)(pb)$	0.5	0.5	0.4	0.4	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2
$\Delta\sigma_{bdf}(sys)(pb)$	1.1	1.1	1.2	1.2	1.3	1.3	1.4	1.4	1.5	1.5	1.5	1.5
$\Delta\sigma(sys)(pb)$ (%)	2.7 0.83	2.3 0.89	1.7 1.0	1.6 1.2	1.5 1.4	1.5 1.4	1.6 1.7	1.6 1.7	1.7 1.9	1.7 2.0	2.0 2.5	1.9 2.6
$\Delta\sigma(statlumi)(pb)$	1.2	1.0	0.6	0.6	0.2	0.1	0.3	0.2	0.2	0.2	0.15	0.15
$\Delta\mathcal{L}/\mathcal{L}(sys)(\%)$	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	1.0	1.0
$\Delta\mathcal{L}/\mathcal{L}(th)(\%)$	0.25	0.25	0.25	0.25	0.25	0.25	0.25	0.25	0.25	0.25	0.25	0.25

TAB. 2.8: Résumé des erreurs systématiques pour la détermination de la section efficace totale de production de paires quark-antiquark ($\sqrt{s'}/s > 0.1$). Les incertitudes systématiques de la luminosité mentionnées à 205 et 206 GeV sont préliminaires.

où t dénote le transfert d'impulsion. La section efficace visible s'écrit approximativement:

$$\sigma_{ee}(\theta_{min} < \theta < \theta_{max}) = \frac{16\pi\alpha_{em}^2}{s}(\theta_{min}^{-2} - \theta_{max}^{-2}) \simeq 0.125 \frac{M_Z^2}{s} \frac{1}{\theta_{min}^2} (nb)$$

où θ_{min} et θ_{max} ($\ll 1$ rad) sont les limites inférieure et supérieure de la région angulaire du luminomètre. La section efficace visible est donc très sensible aux variations de θ_{min} du domaine radial d'acceptance.

L'erreur systématique est dominée par les aspects concernant la définition du volume fiduciel angulaire tels que la reconstruction de la coordonnée polaire d'une gerbe électromagnétique, l'alignement du luminomètre par rapport au vertex d'interaction et surtout la connaissance de la géométrie du détecteur (θ_{min}).

L'ensemble de ces effets est évalué à 0.5%.

- l'incertitude statistique de la luminosité, $\Delta\sigma(statlumi)$;
Celle-ci est déduite du nombre d'événements Bhabha détectés dans le STIC.
- l'incertitude systématique théorique de la luminosité;
Le calcul théorique de la section efficace du processus de diffusion Bhabha a été le sujet de multiples études [47] qui ont permis d'atteindre une remarquable précision. Actuellement, les corrections complètes $\mathcal{O}(\alpha_{em})$ et les corrections aux logarithmes dominants à tous les ordres $\mathcal{O}(\alpha_{em}^n L^n)$ sont prises en compte et conduisent à une incertitude résiduelle de 0.25% aux énergies de Lep2.

Les valeurs des erreurs systématiques obtenues au cours des différentes années sont détaillées dans le tableau 2.8 (pour la mesure de la section efficace totale) et le tableau 2.9 (pour la mesure de la section efficace non radiative).

2.4.3 Les canaux de désintégrations leptoniques

Les réactions $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ et $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$ sont étudiées dans un domaine d'acceptance angulaire restreint (typiquement $|\cos\theta| < 0.7 - 0.9$) afin de se prémunir de la dégradation de l'identification du candidat lepton aux faibles angles polaires ($|\cos\theta| \rightarrow 1$).

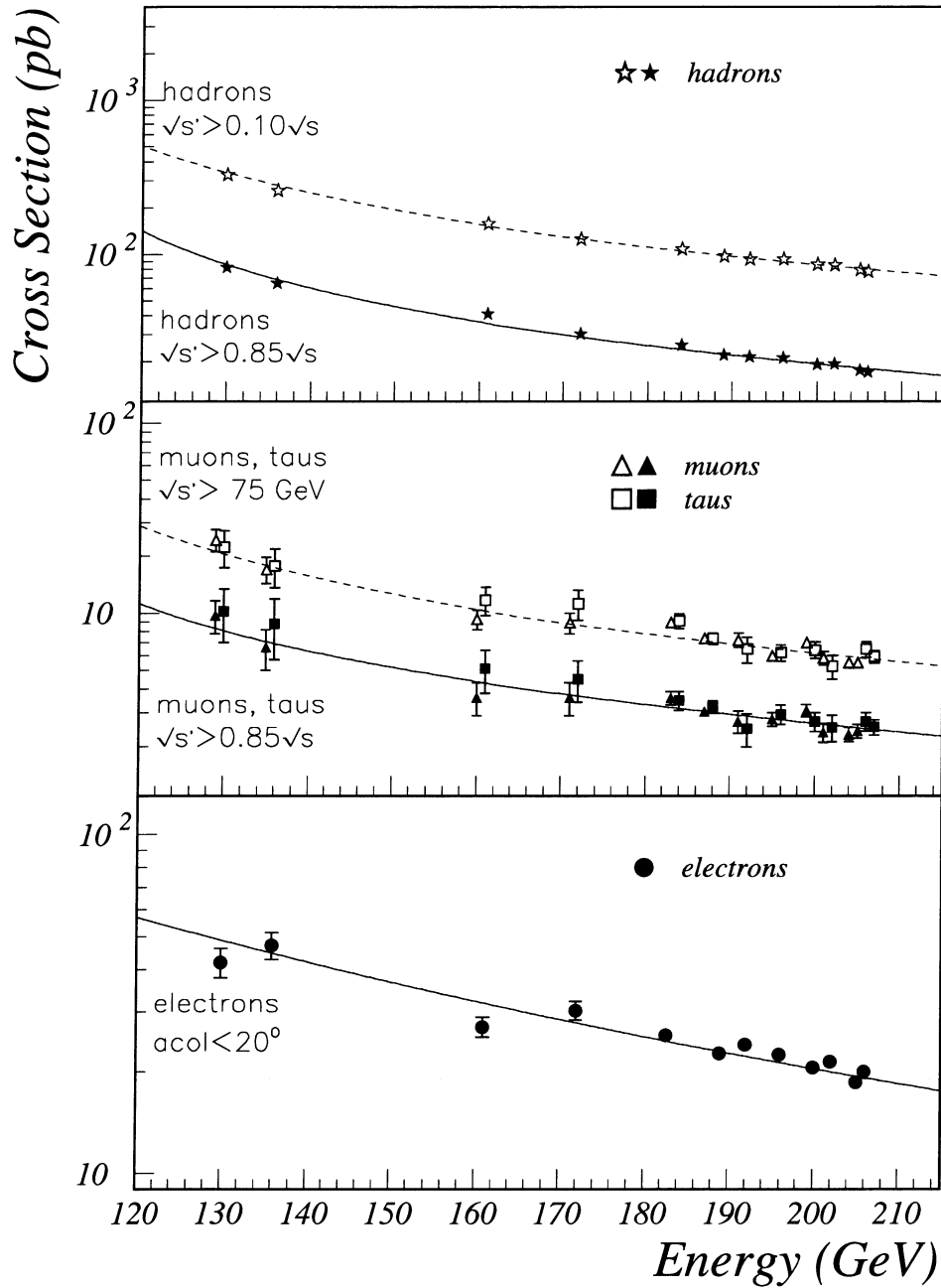


FIG. 2.52: Sections efficaces des processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$, $\mu^+\mu^-(\gamma)$, $\tau^+\tau^-(\gamma)$ mesurées depuis $\sqrt{s} = 130 \text{ GeV}$ jusqu'à $\sqrt{s} = 206 \text{ GeV}$ par l'expérience Delphi. Sur la figure représentant l'état final hadronique sont indiquées les sections efficaces avec $\sqrt{s'}/s > 0.1$ (totales) et $\sqrt{s'}/s > 0.85$ (non radiatives). Pour les états finals $\mu^+\mu^-$ ou $\tau^+\tau^-$, les sections efficaces sont mesurées avec les conditions $\sqrt{s'} > 75 \text{ GeV}$ ou $\sqrt{s'}/s > 0.85$. L'état final e^+e^- est sélectionné avec la condition d'acolinéarité $\theta < 20^\circ$. Les courbes indiquent les prédictions du Modèle Standard délivrées par la générateur ZFITTER. Extrait de [48].

\sqrt{s} (GeV)	130	136	161	172	183	189	192	196	200	202	205	206
$\Delta\epsilon/\epsilon(stat)(\%)$	0.5	0.4	0.4	0.4	0.2	0.1	0.2	0.1	0.1	0.2	0.1	0.1
$\Delta\epsilon/\epsilon(sys)(\%)$	2.5	2.5	2.5	2.5	1.2	1.2	1.5	1.4	1.4	1.5	2.3	2.3
$\Delta\sigma_{bdf}(stat)(pb)$	0.16	0.15	0.11	0.12	0.06	0.09	0.07	0.07	0.07	0.07	0.06	0.06
$\Delta\sigma_{bdf}(sys)(pb)$	0.14	0.14	0.21	0.21	0.25	0.25	0.26	0.26	0.27	0.27	0.27	0.27
$\Delta\sigma(sys)(pb)$	2.5	1.9	1.2	0.93	0.44	0.40	0.45	0.42	0.40	0.40	0.5	0.5
(%)	3.0	2.9	3.0	3.0	1.7	1.8	2.1	2.0	2.1	2.1	2.9	2.9
$\Delta\sigma(statlumi)(pb)$	0.3	0.2	0.2	0.2	0.04	0.02	0.07	0.04	0.03	0.05	0.03	0.03
$\Delta\mathcal{L}/\mathcal{L}(sys)(\%)$	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	1.0	1.0
$\Delta\mathcal{L}/\mathcal{L}(th)(\%)$	0.25	0.25	0.25	0.25	0.25	0.25	0.25	0.25	0.25	0.25	0.25	0.25

TAB. 2.9: Résumé des erreurs systématiques pour la détermination de la section efficace non radiative de production de paires quark-antiquark ($\sqrt{s'}/s > 0.85$). Les incertitudes systématiques de la luminosité mentionnées à 205 et 206 GeV sont préliminaires.

Les événements dimuons sont identifiés par les chambres à muons externes ainsi que par la signature au minimum d'ionisation laissée par ces particules traversant le détecteur depuis le tracker central jusqu'aux calorimètres externes. Ces muons très énergiques sont aisément identifiables et le bruit de fond résiduel de ce canal est très faible malgré une section efficace totale modeste. Le détail de l'analyse du canal $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ est présenté dans les articles de la référence [50]. Des efficacités de sélection caractéristiques comprises entre 90 et 95% sont atteintes. Les erreurs systématiques varient entre 1.5 et 3.5% pour les sections efficaces inclusives et non-radiatives respectivement. Au cours de la période de fonctionnement de Lep2, environ 3300 candidats $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ ont été collectés dans Delphi.

La production de paire de leptons τ , $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$, est signée par la présence d'un électron, d'un muon ou de quelques hadrons légers accompagnés de neutrinos issus de la désintégration du τ . L'absence d'une signature unique et très caractéristique rend la sélection des événements ditau plus délicate et moins efficace que celle des autres saveurs leptoniques. Les efficacités de sélection typiques sont de l'ordre de 45-65% et l'erreur systématique associée avoisine 3-5%. Un total d'environ 2000 événements candidats $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$ a été sélectionné à Lep2 dans Delphi.

Les distributions en énergie réduite $\sqrt{s'}$ pour les sélections dimuons et ditau de l'année 2000 sont illustrés par les figures 2.53 et 2.54 respectivement.

La réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ est mesurée dans un volume fiduciel réduit en limitant l'angle polaire de diffusion à de grandes valeurs (une coupure en acolinéarité entre l'électron final et le positron final $\theta_{acol} > 20^\circ$ est imposée et correspond approximativement à $\sqrt{s'}/s > 0.85$). Dans ce domaine de l'espace de phase, la contribution du canal d'échange s susceptible de supporter une nouvelle contribution physique (en dehors de celle du γ et de celle du Z) est augmentée. Les événements candidats sont caractérisés par deux dépôts de grande énergie dans les calorimètres s'ajustant à deux traces chargées reconstruites de signe opposé.

Les sections efficaces mesurées en fonction de \sqrt{s} sont représentées figure 2.52. Les erreurs systématiques avoisinent 1%.

2.4.4 Les asymétries avant-arrière

La mesure des asymétries avant-arrière dans les réactions $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}(\gamma)$ nécessite la connaissance de l'angle polaire des fermions de charge électrique négative et, de manière distincte, des antifermions de charge électrique positive. La charge des particules est déduite de l'orientation de la courbure de la trace reconstruite par le système de trajectographie. L'assignation incorrecte de la charge d'une

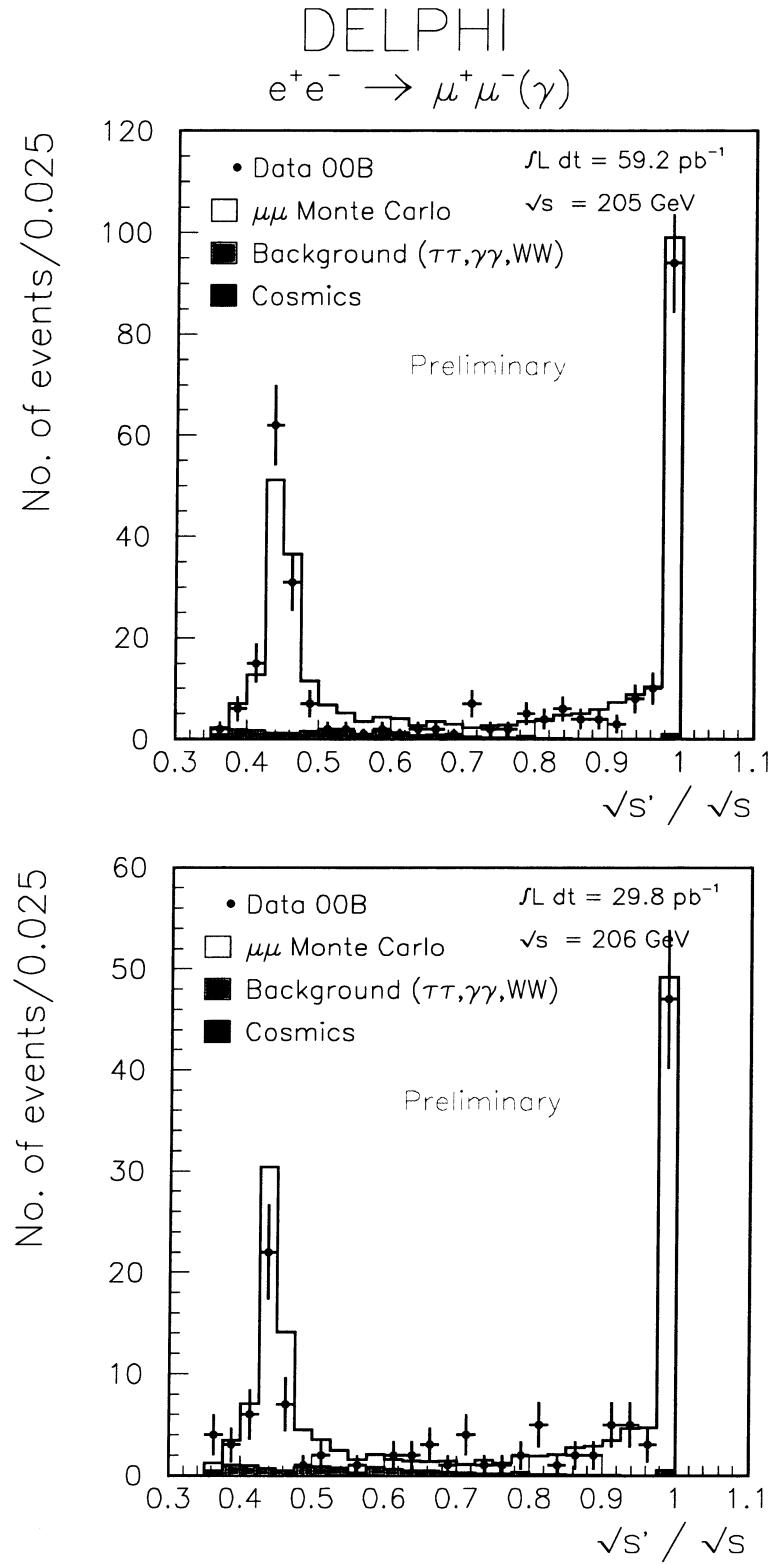


FIG. 2.53: Distributions de l'énergie réduite normalisée obtenues à partir des sélections d'événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ en 2000 [91].

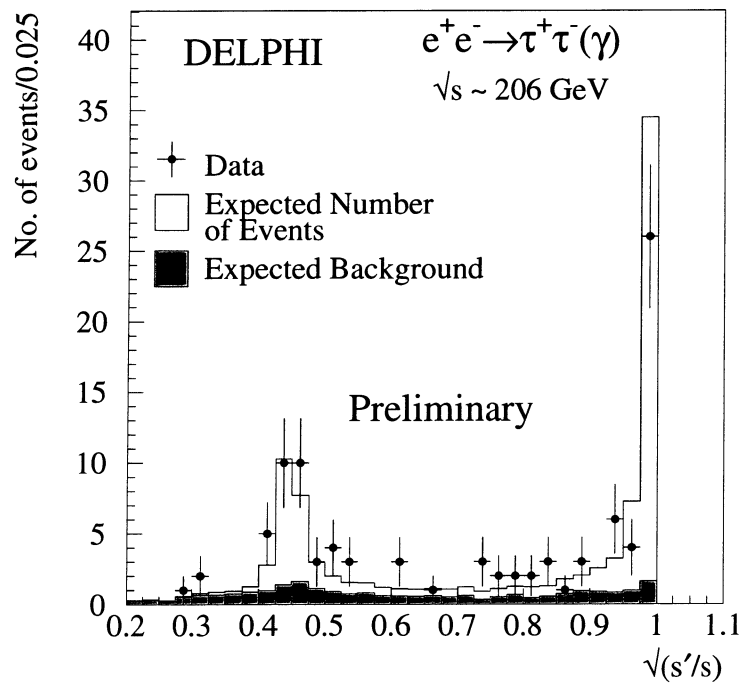
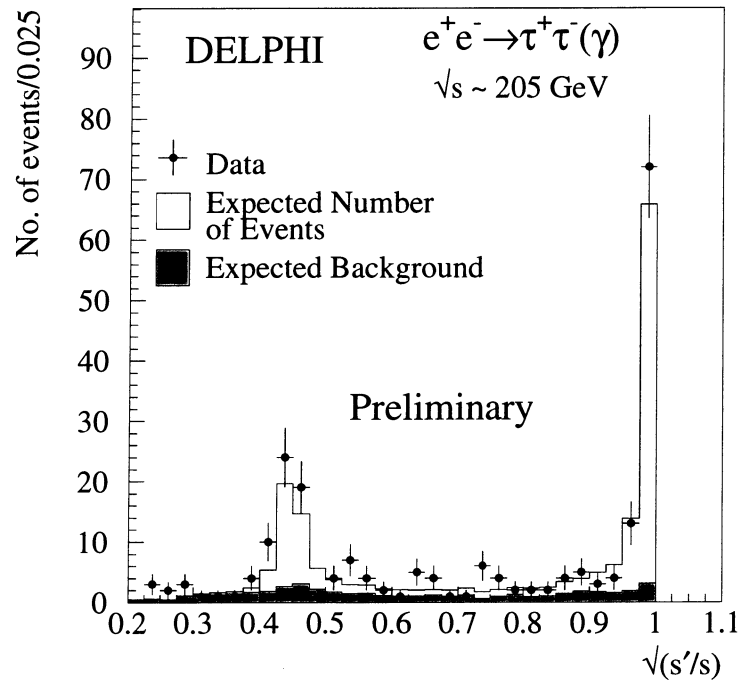


FIG. 2.54: Distributions de l'énergie réduite normalisée obtenues à partir des sélections d'événements $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$ en 2000 [91].

trace entraîne l'inversion de son assignation en $\cos \theta_f$ et dilue l'asymétrie observée par rapport à l'asymétrie réelle:

$$A_{obs} = (1 - 2C)A_{FB}$$

où C désigne la probabilité de confusion de charge d'un événement. Pour les événements leptoniques, C est de quelques pourcents en revanche, pour les événements hadroniques, la confusion est plus importante.

Deux stratégies sont utilisées pour mesurer A_{FB} , la méthode de comptage et la méthode par ajustement fonctionnel.

La méthode de comptage extrait A_{FB} à partir du nombre d'événements mesurés dans les hémisphères avant et arrière. Ces nombres N_F et N_B sont corrigés du bruit de fond, de l'efficacité de sélection et de l'effet de confusion de charge et tels que

$$A_{FB} = (N_F - N_B)/(N_F + N_B)$$

La structure fonctionnelle de la section efficace différentielle donnée à l'ordre de Born est une excellente approximation du résultat attendu incluant les corrections radiatives si les événements de grande acolinéarité sont rejetés. Ainsi, pour un processus dans la voie s ,

$$\frac{d\sigma(s)}{d\cos\theta} = \sigma(s) \left[\frac{3}{8}(1 + \cos^2\theta) + A_{FB}(s) \cos\theta \right]$$

A partir de l'expression précédente, l'asymétrie A_{FB} mesurée dans un domaine d'acceptance angulaire $|\cos\theta| < C_{min}$ est extrapolée à tout l'angle solide par la relation:

$$A_{FB}(s) = A_{FB}(s; |\cos\theta| < C_{min}) \frac{3C_{min} + C_{min}^3/3}{4C_{min}^2}$$

L'ajustement est effectué au moyen d'un maximum de vraisemblance appliqué à:

$$\mathcal{L} = \prod_i^{evts} \left[\frac{3}{8}(1 + \cos^2\theta_i) + (1 - 2C_i)A_{FB}(s) \cos\theta_i \right]$$

où C_i désigne la probabilité de confusion de charge de l'événement i . La méthode d'ajustement est généralement plus précise que la méthode de comptage en raison de la dépendance angulaire $\cos\theta_i$ explicite et non intégrée sur les seuls domaines avant et arrière. Les résultats obtenus en fonction de l'énergie de collision sont représentés par la figure 2.55.

La plupart des erreurs systématiques s'annulent dans les mesures d'asymétries A_{FB} de part leur définition fractionnelle et ne subsistent que les effets majoritaires de contamination résiduelle de bruit de fond ou d'efficacité de sélection. Les erreurs systématiques s'échelonnent de 0.002 à 0.003 pour les $\mu^+\mu^-$ et de 0.015 à 0.030 pour les événements $\tau^+\tau^-$. Pour l'état final e^+e^- , la méthode de comptage est habituellement employée car la validité des expressions ci-dessus n'est plus assurée en raison de l'importance du canal t et de l'interférence s/t .

2.4.5 Interprétation des résultats

Bien qu'aucune déviation significative n'ait été décelée entre les prédictions du MS et les mesures effectuées à Lep2, cette section est consacrée à l'interprétation de ces résultats au delà du cadre standard. Dans un premier temps, l'apport de la production à Lep2 de paires de fermion anti-fermion dans les mesures de précision réalisées à Lep1 sera décrit puis les contraintes inférées de ces mesures qui sont imposées sur la présence d'une physique nouvelle (dont l'idée sous-jacente est l'unification

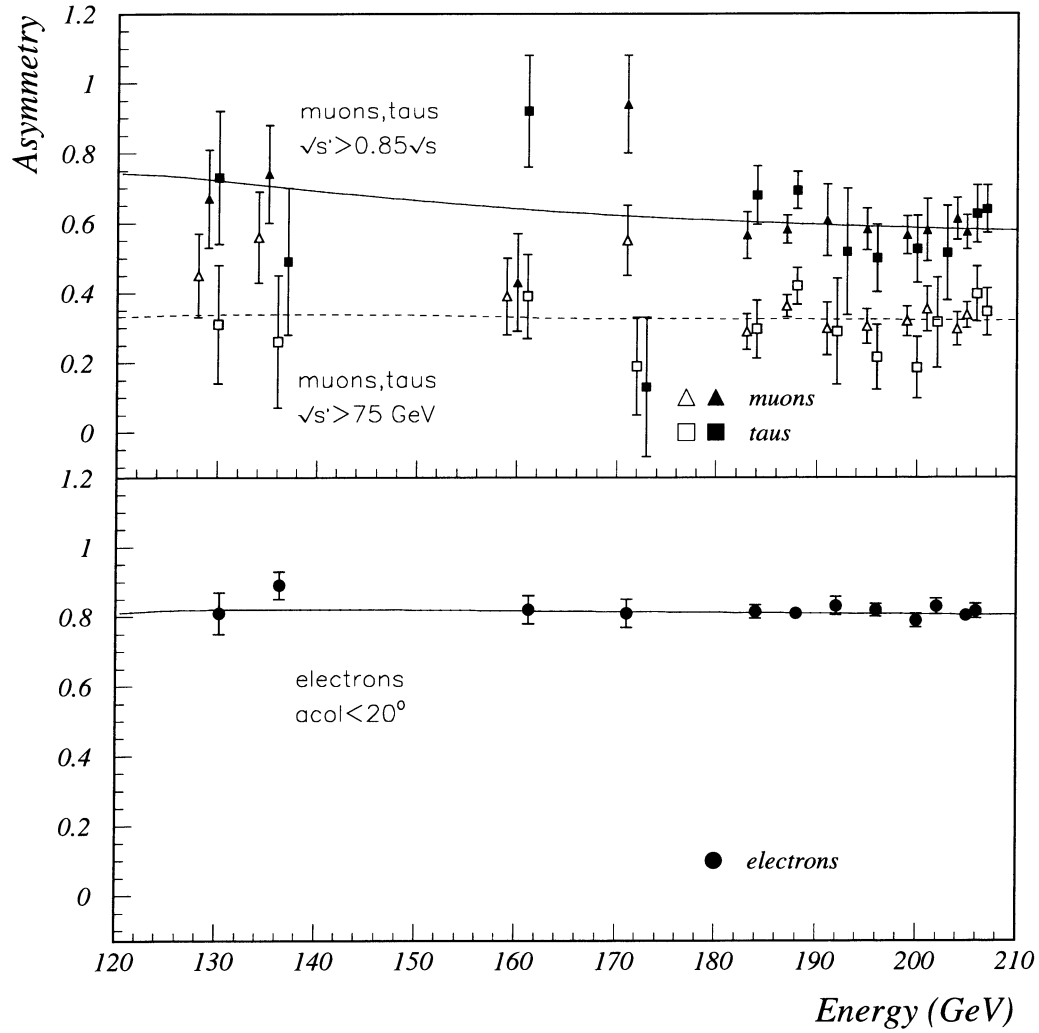


FIG. 2.55: Asymétries de charge avant-arrière dans les processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma), \mu^+\mu^-(\gamma), \tau^+\tau^-(\gamma)$ mesurées depuis 130 GeV jusqu'à 206 GeV. Les courbes indiquent les prédictions du Modèle Standard calculées avec le générateur ZFITTER. Extrait de [48].

de toutes les interactions) seront présentées. Les théories effectives dites “à termes de contact” seront testées ainsi qu’une réalisation supersymétrique de production difermionique via l’échange de particules (sneutrinos et squarks) ou encore la présence d’un boson de jauge additionnel massif. Les résultats combinés des expériences Lep des mesures des sections efficaces de production des états finals $q\bar{q}\gamma, \mu^+\mu^-(\gamma), \tau^+\tau^-(\gamma)$ et des asymétries avant-arrière des états finals $\mu^+\mu^-(\gamma), \tau^+\tau^-(\gamma)$ sont comparées aux prédictions du Modèle Standard dans les figures 2.63 et 2.64 respectivement.

a) Approche de la matrice S

Le formalisme de la matrice S explicité en début de chapitre peut être utilisé pour paramétriser d’une manière quasi-indépendante l’échange d’un boson Z, d’un photon et leur terme d’interférence γ/Z [21]. Un ajustement à 8 paramètres est effectué sur les données collectées à Lep1 et à Lep2. Le terme d’interférence γ/Z caractérisé par la quantité j_{had}^{tot} est fortement anticorrélé (-0.85) à la masse du Z et la détermination de cette observable est améliorée en incluant les données collectées

à haute énergie. A titre d'exemple, la valeur mesurée de M_Z en 1996 était $91186.0 \pm 6.1 \text{ MeV}$ en laissant le paramètre j_{had}^{tot} libre de varier dans l'ajustement. L'introduction des données Lep collectées jusqu'en 1996 permettait de réduire l'incertitude à celle mentionnée dans le tableau 2.4 (chapitre 2), i.e. 3.1 MeV . En combinant les résultats obtenus lors des précédents ajustements [21] avec les résultats de Lep1 sur les saveurs lourdes, avec les résultats de Lep2 sur les saveurs lourdes (mesures de $R_{b,c}$, $\sigma_{b,c}$ et $A_{FB}^{b,c}$), il est possible de contraindre les paramètres du formalisme S; En particulier les 4 paramètres $j_{b,c}^{tot}$ et $j_{b,c}^{FB}$ qui caractérisent l'effet de l'interférence γ/Z sur les sections efficaces et les asymétries des quarks b et c sont illustrés par la figure 2.56.

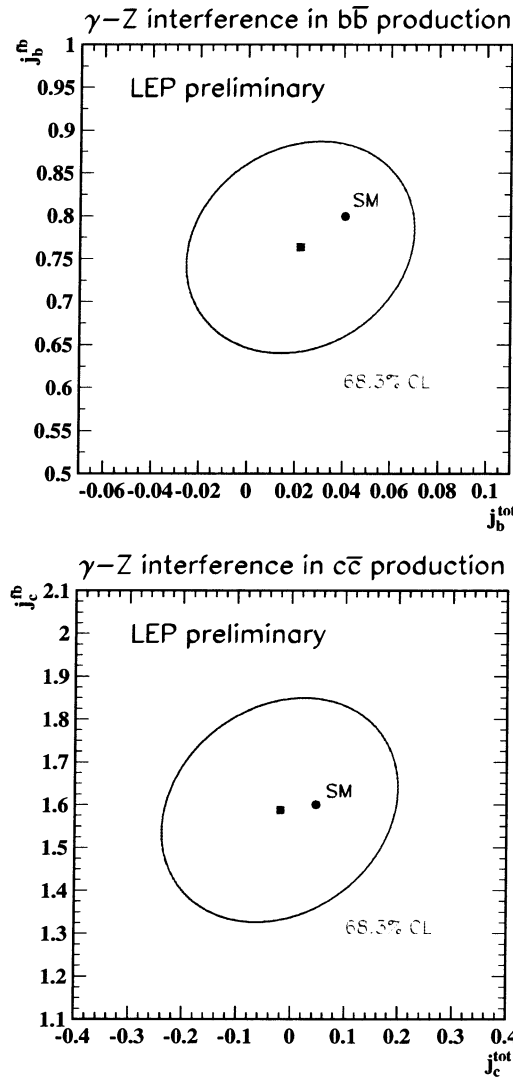


FIG. 2.56: Résultats combinés Lep sur les paramètres du formalisme de la matrice S décrivant l'interférence γ/Z dans la production d'états finals $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$. Extrait de [55].

b) Interactions de contact

L'insuffisance du MS pour décrire une physique à très haute énergie constitue une motivation suffisante pour rechercher une théorie sous-jacente plus générale. Face à l'absence significative de déviation au MS, une méthode classique consiste à introduire des modélisations théoriques dont la

Modèle	η_{LL}	η_{RR}	η_{LR}	η_{RL}
LL	1	0	0	0
RR	0	1	0	0
LR	0	0	1	0
RL	0	0	0	1
AA	1	1	-1	-1
VV	1	1	1	1
$LL + RR$ ($V0$)	1	1	0	0
$LR + RL$ ($A0$)	0	0	1	1

TAB. 2.10: Définitions des différents modèles d'interaction de contact suivant les états d'hélicité.

caractéristique commune est de supposer que le MS reste une approximation à basse énergie d'une théorie plus générale et que l'extension introduit une nouvelle échelle d'énergie Λ située entre les masses des bosons de jauge et la masse de Planck.

Dans ce contexte d'extension du MS, une première paramétrisation possible est modélisée par l'adjonction d'interactions de contact à quatre fermions. Ce nouveau phénomène est caractérisé par une constante de couplage g et par une échelle d'énergie Λ qui peut être interprétée comme la masse d'une nouvelle particule très lourde. En utilisant la notation de la référence [51], ces interactions sont décrites par un lagrangien effectif additionnel $\mathcal{L}_{eff}^{contact}$ de la forme:

$$\mathcal{L}_{eff}^{contact} = \frac{g^2}{(1 + \delta)\Lambda^2} S_{ign} \sum_{i,j=L,R} \eta_{ij} [\bar{e}_i \gamma_\mu e_i] [\bar{f}_j \gamma^\mu f_j]$$

où $g^2 = 4\pi$ par convention, $\delta = 1(0)$ pour $f = e$ ($f \neq e$), la valeur de $S_{ign} = \pm 1$ détermine si l'interférence du terme de contact avec l'amplitude MS est constructive (+) ou destructive (-), e_i et f_j sont les projections des spineurs des fermions d'hélicité gauche (L) ou droite (R), les coefficients $\eta_{ij} = \pm 1$ indiquent la contribution relative des différentes combinaisons d'hélicité qui caractérise le modèle comme l'indique la table 2.10.

En présence d'interactions de contact, la section efficace différentielle du processus $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}(\gamma)$ à l'ordre de Born s'écrit en fonction de l'angle polaire θ du fermion final comme:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\cos\theta} &= \frac{\pi\alpha_{em}^2}{2s} N_c^f \left[(|\bar{A}_{LR}^{ee}|^2 + |\bar{A}_{RL}^{ee}|^2) \left(\frac{s}{t}\right)^2 \delta + (|A_{LR}^{ef}|^2 + |A_{RL}^{ef}|^2) \left(\frac{1}{2}(1 - \cos\theta)^2\right)^2 \right. \\ &\quad \left. + (|A_{LL}^{ef}|^2 + |A_{RR}^{ef}|^2) \left(\frac{1}{2}(1 + \cos\theta)^2\right)^2 \right] \end{aligned}$$

où la variable de Mandelstam $t = -\frac{1}{2}s(1 - \cos\theta)$ et A_{ij} sont les amplitudes d'hélicité du processus de diffusion:

$$\bar{A}_{ij}^{ee}(t) = q_e^2 + g_i^e g_j^e \chi(t) + \eta_{ij} \frac{t}{\alpha_{em}} \frac{g^2 S_{ign}}{4\pi} \frac{1}{\Lambda^2} \quad (i \neq j)$$

$$A_{ij}^{ef}(s) = q_e q_f + g_i^e g_j^f \chi(s) + \eta_{ij} \frac{s}{\alpha_{em}} \frac{g^2 S_{ign}}{4\pi} \frac{1}{\Lambda^2} \quad (i \neq j)$$

$$A_{ij}^{ef}(s) = q_e q_f + g_i^e g_j^f \left[\chi(s) + \frac{s}{t} \chi(t) \delta \right] + \frac{s}{t} \delta + (1 + \delta) \eta_{ij} \frac{s}{\alpha_{em}} \frac{g^2 S_{ign}}{4\pi} \frac{1}{\Lambda^2} \quad (i = j)$$

où les propagateurs du Z dans les voies s et t sont respectivement:

$$\chi(s) = s/(s - M_Z^2 + is\Gamma_Z/M_Z),$$

$$\chi(t) = t/(t - M_Z^2).$$

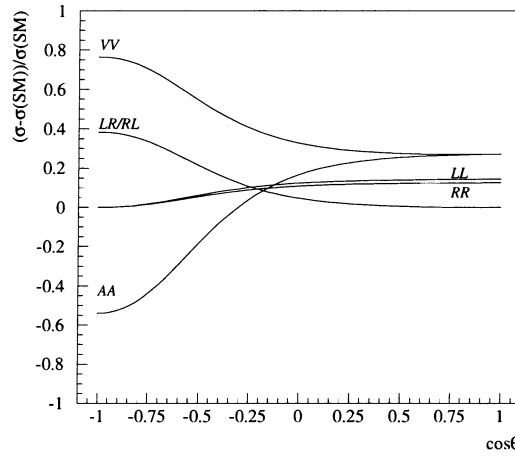


FIG. 2.57: Déviations de la section efficace différentielle de production de dimuons calculées dans le cadre des divers modèles d'interaction de contact à 4 fermions caractérisés par une échelle d'énergie $\Lambda = 5 \text{ TeV}$ à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$. L'angle θ est l'angle polaire du muon sortant.

La formule de la section efficace différentielle peut être décomposée en trois parties:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{d\sigma_{MS}}{d\cos\theta} + C_2(s, t) \frac{g^2 S_{ign}}{4\pi} \frac{1}{\Lambda^2} + C_4(s, t) \left(\frac{g^2 S_{ign}}{4\pi} \right)^2 \frac{1}{\Lambda^4}$$

Le premier terme indique la contribution du MS, le second terme proportionnel à Λ^{-2} provient de l'interférence de l'interaction de contact avec l'amplitude MS et le dernier terme en Λ^{-4} caractérise l'amplitude additionnelle de la seule interaction de contact. Les coefficients C_2 et C_4 dépendent, outre de s et t , de l'état final et du choix du modèle considéré.

La figure 2.57 représente la déviation relative de la section efficace différentielle de production des dimuons en fonction de $\cos\theta$ après l'ajout d'une interaction de contact. La sensibilité est plus importante pour les modèles AA et VV. La figure 2.58 indique la déviation relative de la section efficace hadronique totale en fonction de l'énergie de collision. Les limites les plus importantes sont dérivées pour les modèles AA et VV.

Les données collectées à Lep2 sont comparées aux divers modèles d'interaction de contact, d'abord en considérant séparément les états finaux e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$ puis l'ensemble de ces états finaux en supposant l'universalité leptonique. Les valeurs de Λ^{-2} extraites pour chaque modèle sont compatibles avec la prédiction du Modèle Standard, $\Lambda^{-2} = 0$. Les valeurs de Λ^{-2} obtenues sont alors converties en limites à 95% de niveau de confiance suivant le modèle investigué. Le tableau 2.11 indique les limites obtenues par Delphi tandis que la figure 2.62 représente les limites des résultats combinés Lep. Deux ensembles de limites Λ^- et Λ^+ sont données pour l'échelle d'énergie de la nouvelle physique; elles reflètent les deux signes possibles de S_{ign} .

Les événements hadroniques de saveurs identifiées (quarks b et c) peuvent également être utilisés comme l'indique une analyse décrite dans le papier de référence mais avec une sensibilité moindre. Le formalisme décrivant les interactions de contact entre un électron et un quark b ou un quark c est

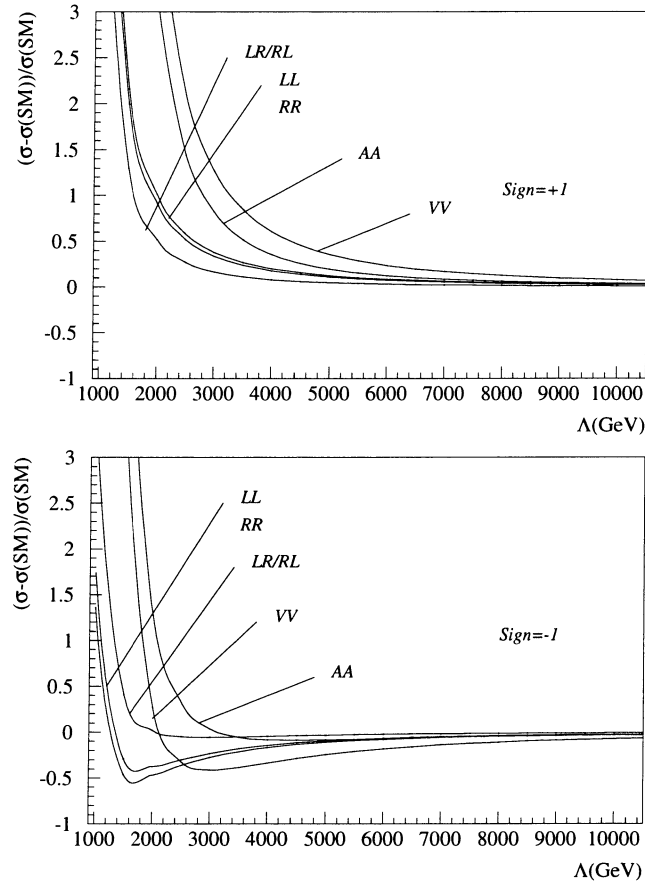


FIG. 2.58: Déviations de la section efficace totale de production de dimuons en fonction de l'échelle d'énergie Λ calculées dans le cadre des divers modèles d'interaction de contact à 4 fermions à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$.

$e^+e^- \rightarrow l^+l^-$			
Modèle	$\Lambda^{-2} (\text{TeV})$	$\Lambda^+ (\text{TeV})$	$\Lambda^- (\text{TeV})$
LL	$-0.0061^{+0.0059}_{-0.0054}$	8.2	10.4
RR	$-0.0058^{+0.0058}_{-0.0065}$	7.8	9.9
VV	$-0.0050^{+0.0035}_{-0.003}$	13.4	17.8
AA	$+0.0013^{+0.0045}_{-0.0016}$	14.2	10.8
RL	$-0.0112^{+0.0045}_{-0.0079}$	6.4	9.9
LR	$-0.0112^{+0.0045}_{-0.0079}$	6.4	9.9

TAB. 2.11: Limites obtenues par Delphi sur les modèles à interaction de contact combinant $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ de 130 à 207 GeV. Extrait de [48].

bb – LEP preliminary

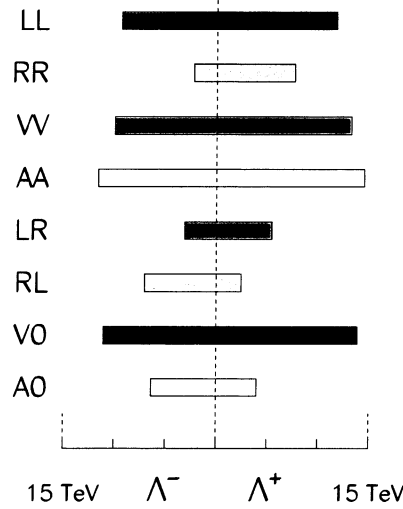


FIG. 2.59: Limites d'exclusion à 95% de niveau de confiance sur l'échelle des interactions de contact obtenus à partir de la réaction $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ en combinant les résultats Lep de 130 GeV à 207 GeV [5].

identique à celui introduit précédemment pour les leptons. Dans ce cadre, les résultats préliminaires des mesures réalisées à Lep2 des rapports $R_{b,c}(= \sigma(b\bar{b}, c\bar{c})/\sigma_{had})$ et des asymétries $A_{FB}^{b\bar{b}, c\bar{c}}$ sont particulièrement intéressants car inaccessibles aux collisionneurs ep ou $p\bar{p}$. Les limites sur les interactions de contact à 95% de niveau de confiance obtenues en combinant les résultats Lep sont indiquées dans la figure 2.59 pour les différentes combinaisons d'hélicité intervenant dans l'interaction.

c) Sneutrinos avec violation de la R-parité

Dans le cadre de la supersymétrie, l'extension minimale du Modèle Standard introduit une symétrie discrète appelée R-Parité et définie par $R = (-1)^{L+2S-3B}$, où S est le spin, L le nombre leptonique et B le nombre baryonique de la particule. Toute particule standard possède une R-parité égale à +1 tandis que les sparticules ont une R-parité valant -1. La conservation de la R-parité a, entre autre conséquence, la production des sparticules uniquement par paire mais d'un point de vue théorique, rien n'oblige à la conservation du nombre quantique R. La brisure de la R-parité à laquelle nous nous intéressons maintenant découle de termes supplémentaires dans le superpotentiel:

$$\mathcal{L}_{notR} = \lambda_{ijk} L_L^i L_L^j \bar{E}_R^k$$

où ijk sont les indices de génération, L_L représente les doublets gauches de leptons et \bar{E}_R correspond au singlet droit des leptons chargés. Les couplage λ_{ijk} sont non nuls seulement pour $i < j$, de façon à ce que deux générations différentes au moins soient couplées dans les vertex purement leptoniques. L'échange d'éventuels sneutrinos dans les processus leptoniques à Lep2 peut s'effectuer de différentes manières:

- dans les diffusions Bhabha, $e^+e^- \rightarrow \tilde{\nu}_\tau, \tilde{\nu}_\mu \rightarrow e^+e^-$ (voies s et t),
- dans les productions de dimuons, $e^+e^- \rightarrow \tilde{\nu}_\tau \rightarrow \mu^+\mu^-$ (voie s), $\rightarrow \tilde{\nu}_e \rightarrow \mu^+\mu^-$ (voie t),
- dans les productions de paires de taus, $e^+e^- \rightarrow \tilde{\nu}_e \rightarrow \tau^+\tau^-$ (voie t), $\rightarrow \tilde{\nu}_\mu \rightarrow \tau^+\tau^-$ (voie s).

Le tableau 2.12 résume pour les différents canaux intéressés, le couplage apparaissant dans l'amplitude du processus et le médiateur utilisé.

λ^2	e^+e^-	$\mu^+\mu^-$	$\tau^+\tau^-$
λ_{121}^2	$\tilde{\nu}_\mu(t, s)$	$\tilde{\nu}_e(t)$	-
λ_{131}^2	$\tilde{\nu}_\tau(t, s)$	-	$\tilde{\nu}_\mu(t)$
$\lambda_{121}\lambda_{233}$	-	-	$\tilde{\nu}_\mu(s)$
$\lambda_{131}\lambda_{232}$	-	$\tilde{\nu}_\tau(s)$	-

TAB. 2.12: Définitions des couplages intervenant dans les processus de production d'états finals leptoniques (première ligne) suivant le propagateur supersymétrique considéré et le canal de diffusion.

Concernant le scénario d'échange d'un sneutrino dans la voie s , si la masse du sneutrino $m_{\tilde{\nu}}$ est voisine de $\sqrt{s}/2$, il y a possibilité de formation résonnante de sneutrino conduisant à une modification importante de la section efficace. Si $m_{\tilde{\nu}} < \sqrt{s}$, la sensibilité est moindre en raison du retour radiatif. Les sections efficaces totales ainsi que les asymétries avant-arrière des canaux leptoniques pour chaque énergie de collision sont utilisées dans les ajustements pour extraire les valeurs des couplages λ . Tous les ajustements réalisés fournissent des valeurs de couplage en fonction de $m_{\tilde{\nu}}$ compatibles avec 0 à 95% de niveau de confiance. Des limites en sont déduites, illustrées par la figure 2.60.

Une approche similaire est réalisée dans le papier de référence pour les états finals hadroniques pour lesquels la contribution additionnelle supersymétrique

$$\mathcal{L}_{notR} = \lambda'_{ijk} L_L^i Q_L^j \bar{D}_R^k$$

se traduit par l'échange d'un squark. Les résultats qui proviennent d'une analyse des données collectées de 130 à 172 GeV avec étiquetage des saveurs sont détaillés dans l'article de l'annexe.

d) Les modèles avec boson de jauge additionnel Z'

Une extension du Modèle Standard donnant lieu à des recherches indirectes de nouvelle physique consiste en l'adjonction de bosons supplémentaires apparaissant notamment dans les théories de grande unification. L'idée d'une unification des interactions se traduit par l'union des trois groupes de symétrie du Modèle Standard au sein d'un groupe d'unification unique ayant un domaine d'application à très haute énergie. Différents modèles sont actuellement à l'étude [52].

Le choix du groupe d'unification doit se faire en imposant un ensemble de critères restrictifs à l'algèbre de Lie. En premier lieu, le groupe doit être simple ou semi-simple, il doit inclure le sous-groupe de rang 4 du Modèle Standard et admettre des représentations complexes afin d'ordonner les particules en triplets de couleurs ($SU(3)_C$), doublets-singulets d'isospin ($SU(2)_L$) et singulets d'hypercharge ($U(1)_Y$). Il doit donc avoir un rang au moins égal à 4 et posséder les mêmes symétries et les mêmes représentations que le sous-groupe Standard. Ne subsistent à ces critères que les groupes $SU(5)$ ou $SU(6)$ et les groupes orthogonaux $SO(4n+2)$ $n \geq 2$ et le groupe exceptionnel E_6 . Le groupe d'unification $SU(5)$, malgré son succès prédictif de $\sin^2 \theta_W(M_W^2) \simeq 0.214$ ne sera pas abordé car il prédit également une instabilité du proton ($\tau_p \simeq 10^{31 \pm 1}$ ans [53]) incompatible avec les mesures actuelles de sa durée de vie ($\tau(p \rightarrow e^+ \pi^0) > 10^{33}$ ans). Nous ne considérerons ici que les groupe d'unification $SO(10)$ et E_6 sans extension supersymétrique qui se brisent par étapes, à différentes échelles d'énergie, pour aboutir au Modèle Standard $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. C'est au cours de ces brisures qu'apparaissent des symétries résiduelles de type $SU(2)$ ou $U(1)$ se traduisant par l'introduction de bosons de jauge additionnels notés Z' (caractérisés par leur masse $M_{Z'}$, leurs couplages aux particules standards et leur éventuel angle de mélange avec le Z standard $\theta_{ZZ'}$). L'intérêt des théories de grande unification (GUT) qui reposent sur un groupe de symétrie simple unique à une certaine échelle d'énergie M_{GUT} est qu'elles permettent de s'affranchir de certains défauts du Modèle Standard; la

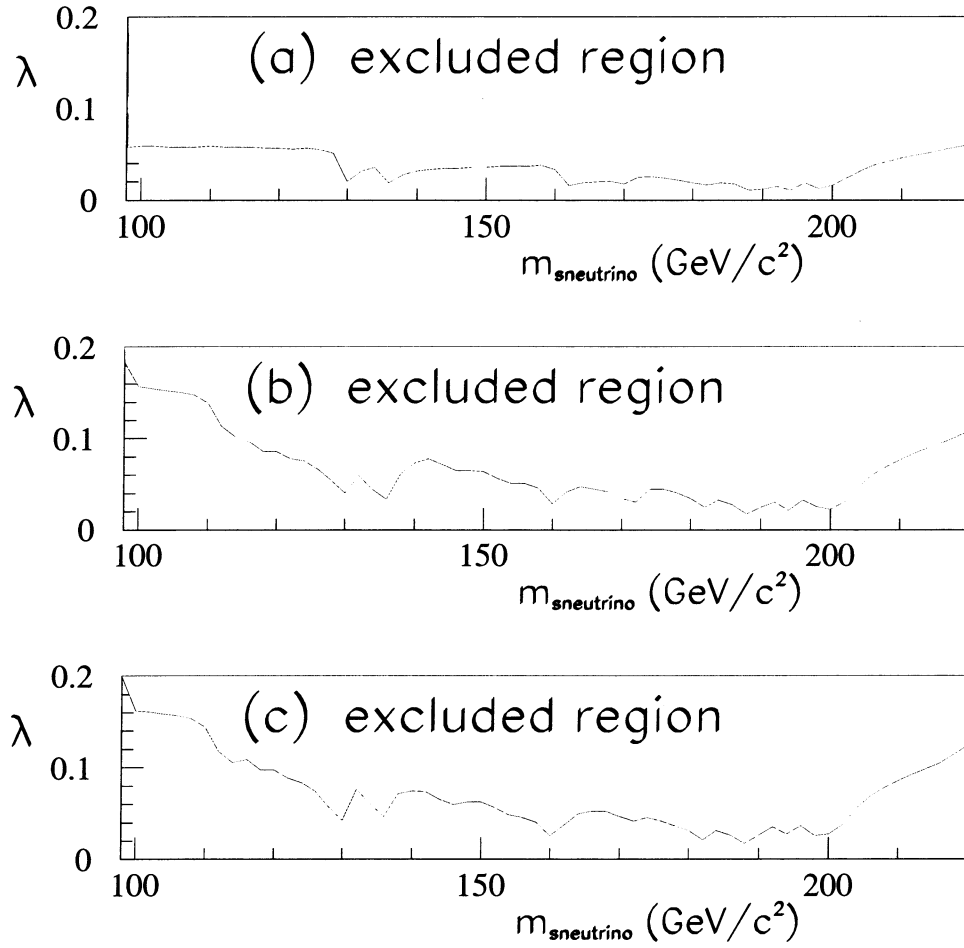


FIG. 2.60: Limites d'exclusion à 95% de niveau de confiance de a) λ_{121} (ou λ_{131}) en fonction de $m_{\tilde{\nu}}$ dérivées du canal d'analyse $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, b) $\lambda_{131} = \lambda_{232} = \lambda$ en fonction de $m_{\tilde{\nu}}$ dérivées du canal d'analyse $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, c) $\lambda_{121} = \lambda_{233} = \lambda$ en fonction de $m_{\tilde{\nu}}$ dérivées du canal d'analyse $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$. La largeur du sneutrino est fixée à 1 GeV. Extrait de [91].

convergence des constantes de couplage en une seule à l'énergie M_{GUT} réduit automatiquement le nombre de paramètres libres. Dans le cas des modèles $SO(10)$ ou E_6 , cette convergence des constantes de couplage est réalisée par étape, avec l'apparition de seuils et de symétries additionnelles:

- Le groupe d'unification $SO(10)$ est un groupe de rang 5, possède 45 générateurs et permet de classer chaque génération de fermions standards dans une représentation chirale de dimension 16. Il se décompose suivant ses sous-groupe maximaux comme:

$$\begin{aligned} SO(10) &\rightarrow SO(6) \otimes SO(4) \\ SO(4) &\rightarrow SU(2)_L \otimes SU(2)_R \\ SO(6) &\rightarrow SU(3)_C \otimes U(1)_{B-L} \end{aligned}$$

où la symétrie standard $U(1)_Y$ est retrouvée par combinaison linéaire des générateurs de $U(1)_{B-L}$ (B et L : nombres baryonique et leptonique) et de $SU(2)_R$. Cette décomposition conduit au modèle Left-Right (LR):

La charge électrique est obtenue par combinaison linéaire du générateur de $U(1)_{B-L}$ et de la troisième

composante de $SU(2)_R$ par:

$$Q_{em} = T_3^L + T_3^R + \frac{B-L}{2}$$

où T_3^L est la composante quantique de l'isospin faible standard et T_3^R son équivalent sous $SU(2)_R$ (de sorte que les fermions droits forment des doublets d'isospin et les fermions gauches des singlets). Le courant neutre associé au boson Z' s'écrit:

$$J_{LR}^\mu = \alpha_{LR} J_{3R}^\mu - \frac{1}{2\alpha_{LR}} J_{B-L}^\mu$$

Le paramètre libre de ce modèle est α_{LR} dont le domaine de variation est restreint par l'importance relative des intensités des interactions de jauge issues de $SU(2)_L$ et $SU(2)_R$:

$$\sqrt{2/3} \leq \alpha_{LR} \leq \sqrt{\cot^2 \theta_W - 1}$$

- Le groupe d'unification E_6 est de rang 6 et possède 78 générateurs. Il permet de classer les fermions dans une représentation fondamentale complexe de dimension 27. Ce groupe est intéressant car il apparait naturellement dans les modèles de supercordes à 10 dimensions. Les sous-groupes maximaux de E_6 sont $SO(10)$ et $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes SU(3)$ (ainsi que $SU(2) \otimes SU(6)$ non étudié ici). La brisure de symétrie habituellement discutée est:

$$\begin{aligned} E_6 &\rightarrow SO(10) \otimes U(1)_\psi \\ \text{suivi de } SO(10) &\rightarrow SU(5) \otimes U(1)_\chi \\ \text{suivi de } SU(5) &\rightarrow SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \end{aligned}$$

A basse énergie, outre le Modèle Standard, ne subsiste que le groupe $U(1)_\psi \otimes U(1)_\chi$ qui s'exprime suivant:

$$U(1)_\psi \otimes U(1)_\chi \rightarrow U(1)_{\theta_6}$$

Cette approximation revient à considérer que seul un des bosons de jauge est de faible masse ($M_{Z'} \ll M_{Z''}$). Dans tous les cas de figure, on peut exprimer les états propres de masse comme une combinaison linéaire dans la base $\chi - \psi$ des états propres de symétrie en fonction d'un angle de mélange θ_6 :

$$\begin{pmatrix} Z' \\ Z'' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_6 & \sin \theta_6 \\ -\sin \theta_6 & \cos \theta_6 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\chi \\ Z_\psi \end{pmatrix}$$

La décomposition du groupe E_6 suivant $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes SU(3)$ est plus complexe mais aboutit à une formulation similaire au modèle LR.

Enfin, une dernière brisure de E_6 peut se produire dans le cadre des modèles des supercordes:

$$E_6 \rightarrow SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes U(1)_\eta$$

où subsiste à basse énergie la symétrie $U(1)_\eta$ uniquement dans ce cas précis. Tout comme les modèles précédents, ce modèle peut être paramétrisé par un choix particulier de θ_6 .

Les principaux modèles cités précédemment sont retrouvés par un choix approprié de l'angle de mélange et résumés dans le tableau 2.13.

- Le modèle séquentiel standard [54] est un autre type de modèle de jauge étendue souvent étudié. Hors du contexte de grande unification, le boson additionnel Z' du modèle standard séquentiel (modèle non invariant de jauge) peut être considéré. Il a les mêmes couplages que le Z standard mais possède une masse à priori élevée.

Modèle	Origine	θ_6
$E_6(\chi)$	$SO(10) \rightarrow SU(5)$	0
$E_6(\psi)$	$E_6 \rightarrow SO(10)$	$\pi/2$
$E_6(\eta)$	supercordes	$-\arctg\sqrt{5/3}$

TAB. 2.13: Définition des différents modèles à boson de jauge additionnel. L'origine ainsi que l'angle de mélange les caractérisant sont mentionnés.

Un ajustement en χ^2 est formé pour comparer les observables mesurées dans la production de paires $f\bar{f}$ aux valeurs prédites par les divers modèles. Aucune évidence n'est trouvée quant à l'existence d'un boson Z' supplémentaire quel que soit le scénario envisagé. Des limites d'exclusion à 95 % de niveau de confiance en sont inférées dans le plan $M_{Z'} - \theta_{ZZ'}$, comme l'indique la figure 2.61.

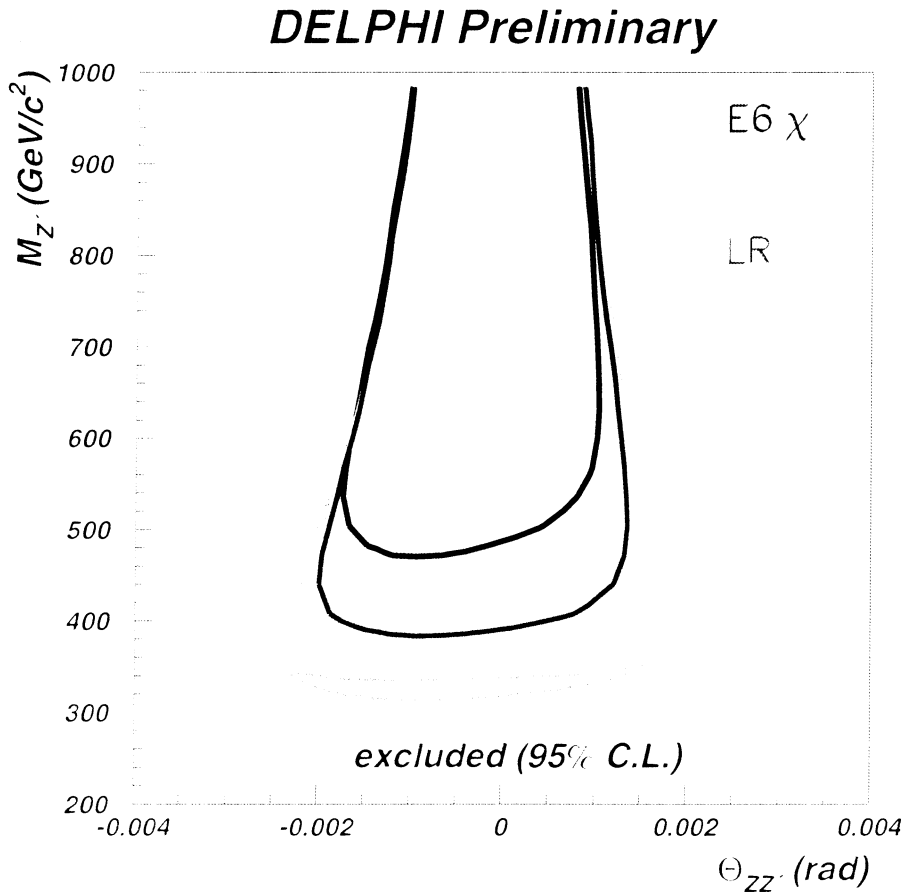


FIG. 2.61: Domaines de validité des modèles χ, ψ, η et LR. Les contours indiquent les limites à 95% de niveau de confiance [48].

Les limites inférieures déduites par l'expérience Delphi sur la masse du Z' (table 2.14) varient approximativement de 330 à 680 GeV suivant le modèle considéré. Les limites combinées Lep (pour

Modèle	χ	ψ	η	L-R
$M_{Z'}^{limite} (GeV)$	503	336	353	412
$\theta_{ZZ'}^{limite} (mrad)$	1.5	2.0	2.1	1.7

TAB. 2.14: Limites obtenues par Delphi sur la masse et sur l'angle de mélange pour les modèles à un boson de jauge additionnel Z' . Extrait de [48].

Modèle ($\theta_{ZZ'} = 0$)	χ	ψ	η	L-R	SSM
$M_{Z'}^{limite} (GeV)$	678	463	436	800	1890

TAB. 2.15: Limites combinées Lep sur la masse pour les modèles à boson de jauge additionnel Z' . Extrait de [5].

$\theta_{ZZ'} = 0$) sont référencées dans la table 2.15.

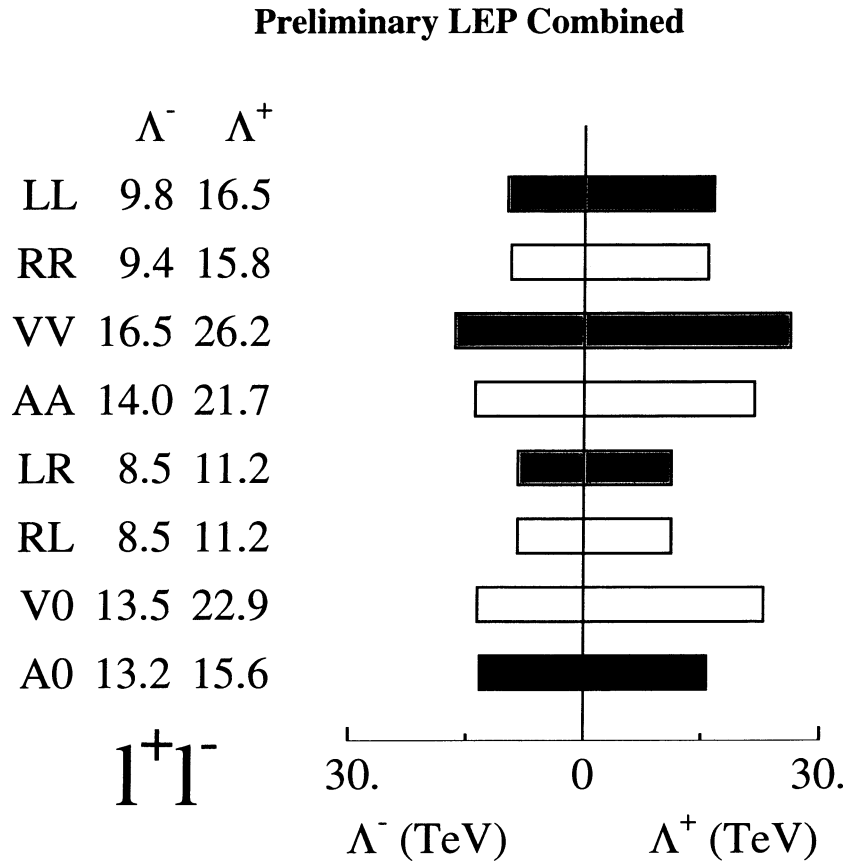


FIG. 2.62: Limites sur l'échelle d'énergie Λ de différents modèles d'interaction de contact. Les limites sont obtenues à partir de l'analyse des processus $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ et de la combinaison des résultats des 4 expériences Lep. L'universalité des interactions de contact des canaux $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ est supposée. Extrait de [49].

e) Les modèles avec dimensions spatiales additionnelles

Les deux interactions fondamentales de la physique que sont l'interaction électrofaible et l'interaction gravitationnelle sont caractérisées par des échelles de masse très différentes: $M_{ew} \sim 10^2 \text{ GeV}$ dans le premier cas et $M_{Planck} \sim 10^{19} \text{ GeV}$ dans le second cas. Comme cela a été récemment suggéré dans la référence [56], l'introduction de dimensions spatiales supplémentaires compactifiées associées à l'hypothèse qu'il n'existe qu'une seule échelle de masse fondamentale (l'échelle électrofaible) per-

met d'incorporer la gravitation sans introduire d'échelle d'énergie supplémentaire. Le problème de la naturalité lié à la hiérarchie des masses est ainsi réglé radicalement.

Ce nouveau modèle, qui s'inscrit dans le cadre de la théorie des cordes, comprend un espace-temps à $4 + n$ dimensions. Les interactions du Modèle Standard se propagent uniquement dans un sous-espace à 4 dimensions alors que la gravitation se propage dans tout l'espace. Les n dimensions supplémentaires sont supposées avoir une taille R inférieure à la dimension pour laquelle la gravitation a été testée jusqu'à présent ($R < 1 \text{ cm}$). Le volume R^n de l'espace additionnel caractérise le rapport de la masse de Planck effective réduite à l'espace quadridimensionnel à la masse de Planck associée à l'espace complet de dimension $4 + n$:

$$M_{Pl}^2 \sim M_{Pl(4+n)}^{2+n} R^n = M_s^{2+n} R^n$$

Le potentiel de la force gravitationnelle engendré par deux masses m_1 et m_2 séparées par une distance $r \gg R$ devient:

$$V(r) \sim \frac{m_1 m_2}{M_{Pl(4+n)}^{2+n}} \frac{1}{R^n r}$$

et doit reproduire la loi bien connue de la gravitation à grande échelle. Cette condition aux limites associée à la contrainte de l'unicité de l'échelle de masse $M_{Pl(4+n)} \sim M_{ew}$ implique que:

$$R \sim 10^{30/n-17} \text{ cm} \times \left(\frac{1 \text{ TeV}}{M_{ew}} \right)^{1+2/n}$$

Le cas $n = 1$ ($R \sim 10^{14} \text{ cm}$) est naturellement exclu par la gravitation newtonienne. Pour des dimensions $n \geq 2$ et pour des petites échelles de distance ($R \sim 100 \mu\text{m} - 1 \text{ mm}$) les déviations induites par la gravité peuvent devenir significatives et conduire à une violation de la loi de la gravitation de Newton. Une autre conséquence importante du modèle est la violation de la conservation de l'énergie dans l'espace à 4 dimensions usuel: dans des réactions faisant intervenir des énergies $E > M_{ew}$, certaines des particules produites peuvent avoir une composante de l'impulsion non nulle dans les dimensions supplémentaires.

Le graviton, boson de spin 2, pourrait se coupler aux particules du Modèle Standard en modifiant sensiblement ses prédictions. Sa recherche directe à Lep s'effectue par le biais des processus de production directe où un photon ou un boson Z unique est accompagné d'une énergie manquante importante. La production d'un graviton virtuel conduisant à un état final constitué d'une paire de bosons ou d'une paire de fermions dans les annihilations e^+e^- offre une alternative intéressante à la recherche de dimensions additionnelles [57]. La section efficace de production difermionique, en présence d'effets gravitationnels, se trouve modifié par l'adjonction d'un terme d'interférence et d'une contribution résultant du graviton:

$$\sigma = \sigma_{SM} + \sigma_{int}\eta_G + \sigma_G\eta_G^2$$

La quantité $\eta_G = \lambda/M_s^4$ paramétrise l'interaction gravitationnelle, avec λ incorporant la dépendance du couplage du graviton en fonction du nombre de dimensions et M_s représentant l'échelle de masse de la théorie. La valeur de λ peut être choisie positive ou négative suivant l'effet respectivement constructeur ou destructeur supposé du terme d'interférence.

La collaboration Delphi, à partir de l'étude des sections efficaces différentielles des états finals $\mu^+\mu^-$ et $\tau^+\tau^-$ a permis de contraindre l'échelle de masse de Planck effective M_s (tableau 2.16). D'autres collaborations (L3 et Aleph) ont également inclus la contribution des paires finales quark-antiquark en étudiant les déviations des sections efficaces totales uniquement sensibles au terme purement gravitationnel. La sensibilité des états finals $\mu^+\mu^-$ et $\tau^+\tau^-$ à la nouvelle théorie est voisine de celle provenant de l'état final hadronique $q\bar{q}$ mais la diffusion Bhabha constitue le meilleur canal

Expérience	e^+e^-	$\mu^+\mu^-$	$\tau^+\tau^-$	$q\bar{q} (b\bar{b})$	$f\bar{f}$
Aleph	0.81	0.67	0.62	0.57 (0.44)	0.84
	1.05	0.65	0.60	0.53 (0.44)	1.05
Delphi	-	0.73	0.65	-	0.76
	-	0.59	0.56	-	0.60
L3	0.99	<i>0.69</i>	<i>0.54</i>	0.49 (-)	<i>1.00</i>
	0.91	<i>0.56</i>	<i>0.58</i>	0.49 (-)	<i>0.84</i>
Opal	-	<i>0.60</i>	<i>0.63</i>	-	<i>0.68</i>
	-	<i>0.63</i>	<i>0.50</i>	-	<i>0.61</i>

TAB. 2.16: Limites à 95% de niveau de confiance sur la masse effective de Planck M_s (en TeV) obtenues par recherche indirecte à Lep. Les rangées supérieures (inférieures) correspondent à $\lambda = +1$ ($\lambda = -1$). Les chiffres indiqués dans une fonte romaine (resp. italique et grasse) correspondent aux données collectées à $\sqrt{s} > 200 GeV$ (resp. $\sqrt{s} = 189 GeV$ et $\sqrt{s} = 184 GeV$). Extrait de [58].

d'investigation en raison de l'interférence importante entre la contribution gravitationnelle et la contribution du Modèle Standard dans la voie t .

Bien qu'aucune évidence de manifestation de dimensions spatiales supplémentaires n'ait été trouvée, la prochaine génération de collisionneur devrait permettre de tester cette théorie jusqu'à des échelles de Planck effectives de l'ordre de $10 TeV$.

En résumé de ce chapitre, en prolongement des mesures de précision réalisées au pic de la résonance Z à Lep1, les sections efficaces (radiatives et non radiatives) du processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ ont été mesurées depuis $\sqrt{s} = 130 GeV$ jusqu'à $\sqrt{s} = 209 GeV$. Les résultats issus des études des productions de paires fermion anti-fermion sont en accord avec les prédictions du Modèle Standard. Des limites sur des extensions du Modèle Standard en ont été inférées.

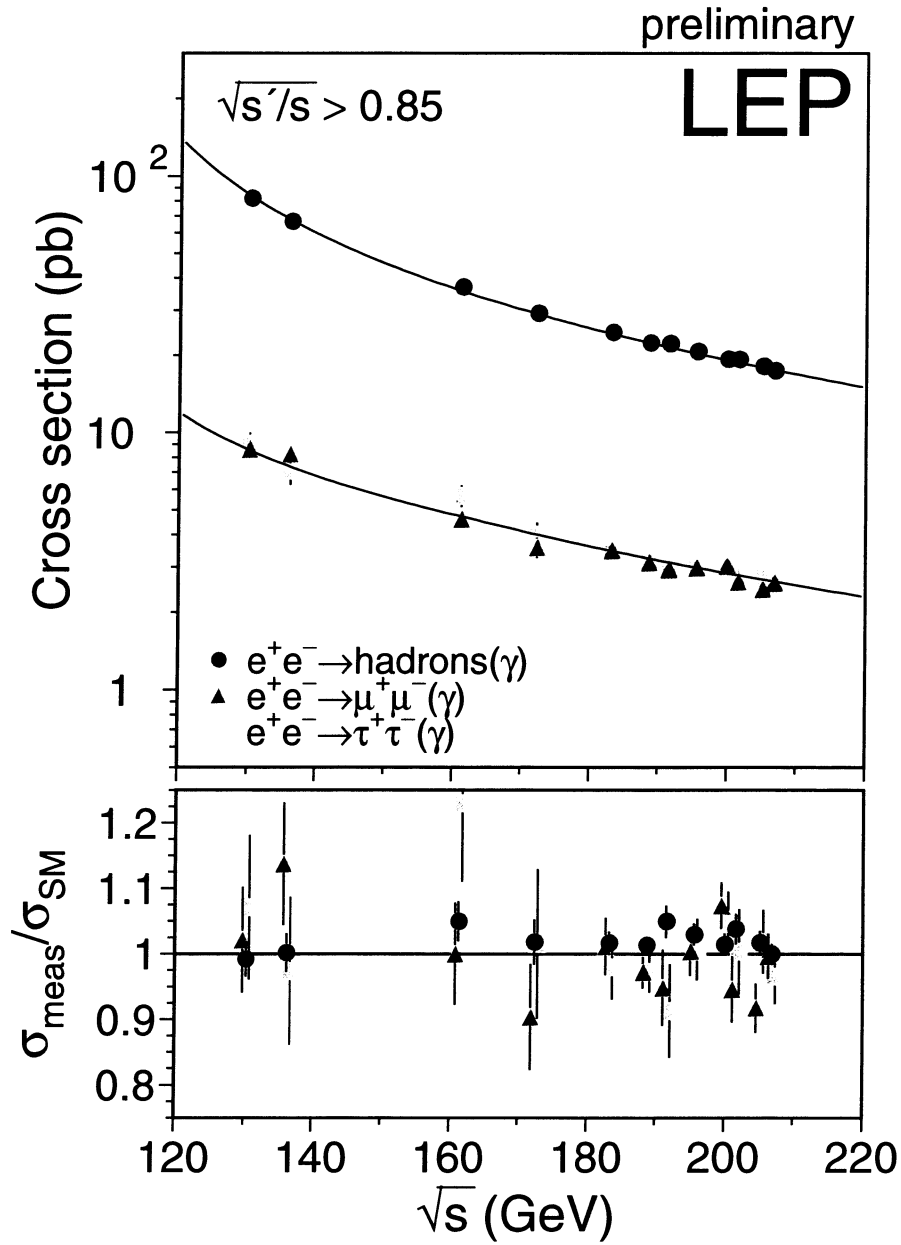


FIG. 2.63: Résultats combinés LEP des sections efficaces de production des états finals $q\bar{q}(\gamma)$, $\mu^+\mu^-(\gamma)$ et $\tau^+\tau^-(\gamma)$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Les courbes représentent les prédictions du Modèle Standard calculées avec le générateur ZFITTER. La figure inférieure montre le rapport des mesures expérimentales aux calculs théoriques. Extrait de [49].

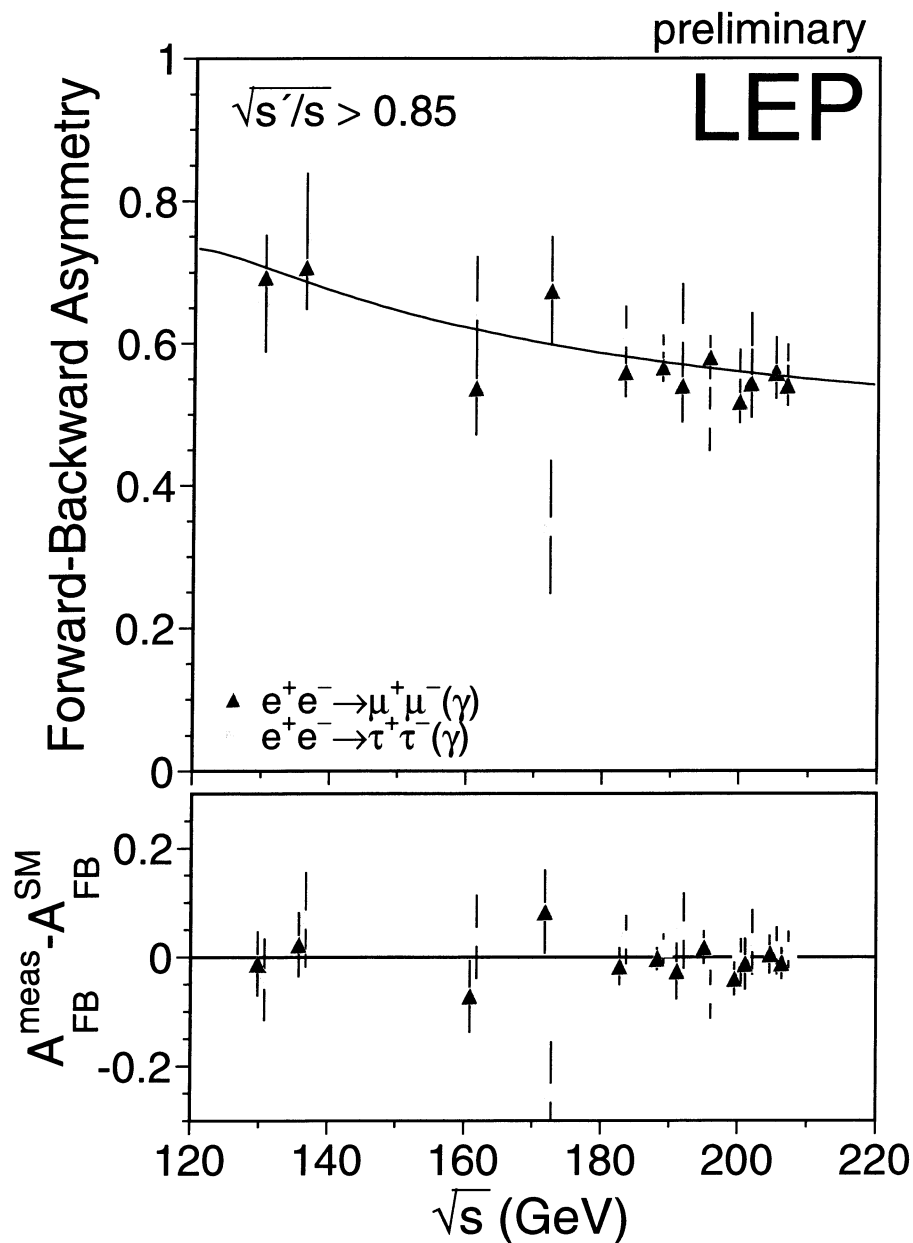


FIG. 2.64: Résultats combinés LEP des asymétries avant-arrière des états finals $\mu^+\mu^-(\gamma)$ et $\tau^+\tau^-(\gamma)$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Les courbes représentent les prédictions du Modèle Standard calculées avec le générateur ZFITTER. La figure inférieure montre le rapport des mesures expérimentales au calculs théoriques. Extrait de [49].

EUROPEAN ORGANIZATION FOR NUCLEAR RESEARCH

CERN-EP/99-05

20 January 1999

Measurement and Interpretation of Fermion-Pair Production at LEP energies from 130 to 172 GeV

DELPHI Collaboration

Abstract

The data collected with the DELPHI detector at centre-of-mass energies between 130 and 172 GeV, during LEP operation in 1995 and 1996, have been used to determine the hadronic and leptonic cross-sections and leptonic forward-backward asymmetries. In addition, the cross-section ratios and forward-backward asymmetries for flavour-tagged samples of light (uds), c and b quarks have been measured.

The results are interpreted by performing S-matrix fits to these data and to the data collected previously at the energies near the Z^0 resonance peak (88-93 GeV). The results are also interpreted in terms of contact interactions, which parameterise physics beyond the Standard Model. Further interpretation of the data is made in terms of possible R-parity violating SUSY particles and of possible Z' bosons. No significant deviations from the Standard Model expectations are found and limits are given for the various interpretations which are made of physics beyond the Standard Model.

(Submitted to Eur. Phys. J. C)

EUROPEAN ORGANIZATION FOR NUCLEAR RESEARCH

CERN-EP-2000-068

25 February 2000

Measurement and Interpretation of Fermion-Pair Production at LEP Energies of 183 and 189 GeV

DELPHI Collaboration

Abstract

An analysis of the data collected in 1997 and 1998 with the DELPHI detector at e^+e^- collision energies close to 183 and 189 GeV was performed in order to extract the hadronic and leptonic fermion-pair cross-sections, as well as the leptonic forward-backward asymmetries and angular distributions. The data are used to put limit on contact interactions between fermions, the exchange of R-parity violating SUSY sneutrinos, Z' bosons and the existence of gravity in extra dimensions.

(Accepted by Phys.Lett. B)

Chapitre 3.

Production de paires W^+W^-

Les mesures électrofaibles réalisées à Lep1 ont permis d'approfondir considérablement la connaissance du secteur du boson de jauge neutre Z : des paramètres fondamentaux tels sa masse, ses largeurs partielles et totale, ses couplages sont désormais connus avec une remarquable précision et sont en excellent accord avec les prédictions du Modèle Standard. Dans un domaine d'énergie plus élevée, les mesures réalisées à Lep2 ont amené une meilleure compréhension d'un autre vecteur de jauge, le boson chargé W^\pm . L'objet de ce chapitre est de décrire l'étude de la production de paires W^+W^- dans les annihilations e^+e^- , d'abord d'un point de vue théorique puis sur un plan expérimental. Il est utile pour cela de partir du scénario le plus simple, celui de l'ordre de Born, et d'introduire graduellement plusieurs degrés de sophistication théorique. Nous allons rappeler d'abord la phénoménologie de la réaction $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ dans l'approximation des W^\pm stables à l'ordre le plus bas, puis une deuxième section décrira les caractéristiques de l'état final à 4 fermions résultant de la désintégration des W^\pm . La troisième section se réfère à l'analyse expérimentale de la section efficace au seuil de production et à la détermination de la masse M_W qui en est inférée. La dernière partie présente les résultats de mesures de sections efficaces $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, ceci pour une énergie de collision $\sqrt{s} > 161 \text{ GeV}$.

3.1 Production de paires de bosons W^\pm stables

La production de paires de W^\pm à Lep2 est représentée à l'ordre de Born par les 3 diagrammes de la figure 3.1 (appelés usuellement diagrammes CC03) correspondant à l'échange d'un neutrino dans la voie t (graphe 1) et à l'échange d'un photon (graphe 2) ou d'un boson Z (graphe 3) dans le canal s .

En négligeant la masse des fermions ($m_f \ll \sqrt{s}$) et en considérant les W stables ($\Gamma_W = 0$), il est possible d'écrire simplement les amplitudes d'hélicité associées à la réaction $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ et d'en déduire les expressions des sections efficaces différentielles et totale, puis les conséquences importantes qui en découlent pour l'analyse expérimentale.

Soient $\sigma, \bar{\sigma}, \lambda, \bar{\lambda}$ les hélicités respectives des e^+, e^-, W^+, W^- pour le processus

$$e^+(p_1, \sigma) + e^-(p_2, \bar{\sigma}) \rightarrow W^+(p_3, \lambda) + W^-(p_4, \bar{\lambda})$$

Les états d'hélicité des électrons initiaux σ et $\bar{\sigma}$ possèdent pour valeur normalisée ± 1 tandis que les bosons W^+ et W^- ont les états de polarisation transverses (± 1) ou longitudinaux (0). Le spin total de l'état initial et celui de l'état final sont désignés par $\Delta\sigma = (\sigma - \bar{\sigma})/2$ et $\Delta\lambda = (\lambda - \bar{\lambda})$ respectivement. L'échange du neutrino dans le canal t nécessite un électron initial d'hélicité gauche (L) et un positron initial d'hélicité droite (R) conduisant à une unique contribution $\sigma_{LR}(\Delta\sigma = -1)$. En raison de l'échange d'un boson de spin 1, la conservation de l'hélicité (les e^\pm sont considérés de

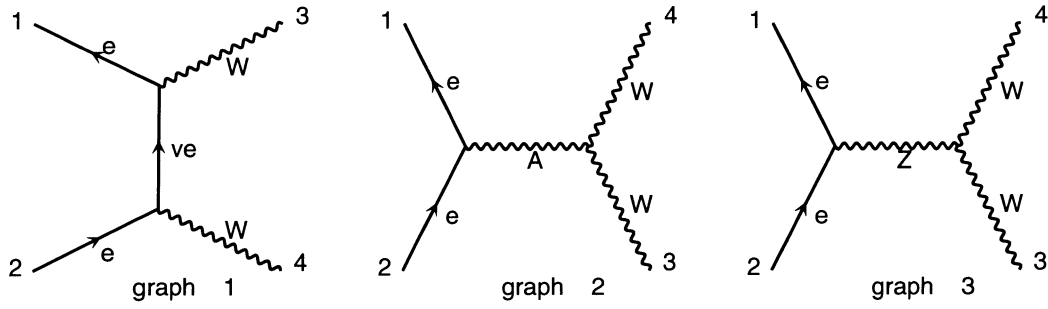


FIG. 3.1: Diagrammes de Feynman de la réaction $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ (graphe 1: échange de ν_e , graphe 2,3: échange de γ, Z).

masse nulle) induit l'annulation des amplitudes ($\Delta\sigma = 0$) et donc $\sigma_{LL} = \sigma_{RR} = 0$. En revanche, le canal s contribue à la fois à σ_{LR} et σ_{RL} . Au total pour l'état final W^+W^- , neuf états d'hélicité sont possibles.

La section efficace différentielle $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ non polarisée s'écrit:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\beta}{64\pi^2 s} \sum_{\sigma, \lambda, \bar{\lambda}} \frac{1}{4} |\mathcal{M}(\sigma, \lambda, \bar{\lambda})|^2$$

où $d\Omega = d\cos\theta d\phi$ (l'angle polaire désignant l'angle de diffusion du W^- par rapport à la direction initiale de l'électron e^-) et $\beta = (1 - 4M_W^2/s)^{1/2}$.

En factorisant la dépendance angulaire dans \mathcal{M} à l'aide des fonctions $d_{\Delta\sigma, \Delta\lambda}^{J_0}(\theta)$ [59] où J_0 représente le moment angulaire minimal ($J_0 = \max(\Delta\sigma = |\sigma - \bar{\sigma}|, |\Delta\lambda| = |\lambda - \bar{\lambda}|)$), l'amplitude d'hélicité se réécrit sous la forme:

$$\mathcal{M}(\sigma, \lambda, \bar{\lambda}) = 4\pi\alpha_{em} \widetilde{\mathcal{M}}(\Delta\sigma, \lambda, \bar{\lambda}) d_{\Delta\sigma, \Delta\lambda}^{J_0}(\theta)$$

et se décompose suivant l'échange du photon, du Z et du ν suivant:

$$\begin{aligned} \widetilde{\mathcal{M}}_\gamma(\Delta\sigma, \lambda, \bar{\lambda}) &= -\sqrt{2}\beta A_{\Delta\sigma, \lambda, \bar{\lambda}}^\gamma \delta_{|\Delta\sigma|, +1}, \\ \widetilde{\mathcal{M}}_Z(\Delta\sigma, \lambda, \bar{\lambda}) &= +\sqrt{2}\beta \left[\delta_{|\Delta\sigma|, +1} - \frac{1}{2\sin^2\theta_W} \delta_{\Delta\sigma, -1} \right] \frac{s}{(s - M_Z^2)} A_{\Delta\sigma, \lambda, \bar{\lambda}}^Z, \\ \widetilde{\mathcal{M}}_\nu(\Delta\sigma, \lambda, \bar{\lambda}) &= \frac{1}{\sqrt{2}\beta \sin^2\theta_W} \left[B_{\lambda, \bar{\lambda}} + \frac{s}{4t} C_{\lambda, \bar{\lambda}} + \frac{\delta_{\Delta\sigma, -1} \sqrt{2}\beta s}{4t} \right] \end{aligned}$$

avec $\beta = (1 - 4M_W^2/s)^{1/2}$, $s/4t = (1 + \beta^2 - 2\beta \cos\theta)^{-1}$ et où les termes A, B, C et les fonctions d sont reportés dans la table 3.1.

La section efficace totale de production de deux bosons W^\pm de masse M_W et de largeur nulle ($\Gamma_W = 0$) dans le Modèle Standard est donnée par l'équation suivante:

$$\sigma^{BORN}(e^+e^- \rightarrow W^+W^-; \Gamma_W = 0) = \frac{\pi\alpha_{em}^2\beta}{8s} \left[A_{\gamma\gamma} + A_{ZZ} + A_{\nu\nu} + A_{\gamma\nu} + A_{\gamma Z} + A_{Z\nu} \right]$$

où les différentes contributions s'écrivent:

$\Delta\lambda$	$(\lambda, \bar{\lambda})$	J^0	$A_{\Delta\sigma, \lambda, \bar{\lambda}}^{\gamma, Z}$	$B_{\lambda, \bar{\lambda}}$	$C_{\lambda, \bar{\lambda}}$	$d_{\Delta\sigma, \Delta\lambda}^{J_0}$	(diagrammes) $_{\Delta\sigma}$
+2	(+,-)	2	0	0	0	$-\frac{1}{2}\Delta\sigma(1 + \Delta\sigma \cos \theta) \sin \theta$	$(\nu)_-$
-2	(-,+)	2	0	0	0	$-\frac{1}{2}\Delta\sigma(1 + \Delta\sigma \cos \theta) \sin \theta$	$(\nu)_-$
+1	(0,-)	1	$-\Delta\sigma 2\gamma$	$+2\gamma$	$\frac{2(1-\beta)}{\gamma}$	$\frac{1}{2}(1 + \Delta\sigma \cos \theta)$	$(\gamma, Z\nu)_- (\gamma, Z)_+$
+1	(+,0)	1	$\Delta\sigma 2\gamma$	-2γ	$-\frac{2(1+\beta)}{\gamma}$	$\frac{1}{2}(1 + \Delta\sigma \cos \theta)$	$(\gamma, Z\nu)_- (\gamma, Z)_+$
0	(-,-)	1	$-\Delta\sigma$	1	γ^{-2}	$-\frac{1}{\sqrt{2}}\Delta\sigma \sin \theta$	$(\gamma, Z\nu)_- (\gamma, Z)_+$
0	(0,0)	1	$\Delta\sigma(1 + 2\gamma^2)$	$+2\gamma^2$	$2\gamma^{-2}$	$-\frac{1}{\sqrt{2}}\Delta\sigma \sin \theta$	$(\gamma, Z\nu)_- (\gamma, Z)_+$
0	(+,+)	1	$-\Delta\sigma$	1	γ^{-2}	$-\frac{1}{\sqrt{2}}\Delta\sigma \sin \theta$	$(\gamma, Z\nu)_- (\gamma, Z)_+$
-1	(-,0)	1	$\Delta\sigma 2\gamma$	-2γ	$-\frac{2(1-\beta)}{\gamma}$	$\frac{1}{2}(1 - \Delta\sigma \cos \theta)$	$(\gamma, Z\nu)_- (\gamma, Z)_+$
-1	(0,+)	1	$-\Delta\sigma 2\gamma$	$+2\gamma$	$\frac{2(1-\beta)}{\gamma}$	$\frac{1}{2}(1 - \Delta\sigma \cos \theta)$	$(\gamma, Z\nu)_- (\gamma, Z)_+$

TAB. 3.1: Expressions analytiques des différentes fonctions intervenant dans les amplitudes d'hélicité du processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$.

$$\begin{aligned}
A_{\gamma\gamma} &= A_s \\
A_{ZZ} &= \left(1 - \frac{1}{2\sin^2\theta_W} + \frac{1}{8\sin^4\theta_W}\right) \frac{s^2}{(s - M_Z^2)^2} A_s, \\
A_{\nu\nu} &= \frac{A_t}{\sin^4\theta_W}, \\
A_{\gamma Z} &= \left(\frac{1}{2\sin^2\theta_W} - 2\right) \frac{s}{(s - M_Z^2)} A_s, \\
A_{\gamma\nu} &= -\frac{1}{\sin^2\theta_W} A_i, \\
A_{Z\nu} &= \left(\frac{1}{\sin^2\theta_W} - \frac{1}{2\sin^4\theta_W}\right) \frac{s}{(s - M_Z^2)} A_i,
\end{aligned}$$

avec les coefficients des canaux s , t et d'interférence s/t :

$$\begin{aligned}
A_s(t) &= \beta^2 \left[\frac{16s}{M_W^2} + \frac{2}{3} \left(\frac{s^2}{M_W^4} - \frac{4s}{M_W^2} + 12 \right) \right] \\
A_t(s) &= \frac{2s}{M_W^2} + \beta^2 \frac{s^2}{12M_W^4} + 4 \left[\left(1 - \frac{2M_W^2}{s} \right) L - 1 \right], \\
A_i(s) &= 16 - 32 \frac{M_W^2}{s} L + \beta^2 \left[\frac{8s}{M_W^2} + \frac{1}{3} \frac{s^2}{M_W^4} - \frac{2}{3} \frac{s}{M_W^2} \right] + 4 \left(1 - \frac{2M_W^2}{s} \right) - 16 \frac{M_W^4}{s^2} L
\end{aligned}$$

avec $L = \beta^{-1} \ln\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right)$. Les contributions partielles à la section efficace totale du processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ sont indiquées dans la figure 3.2.

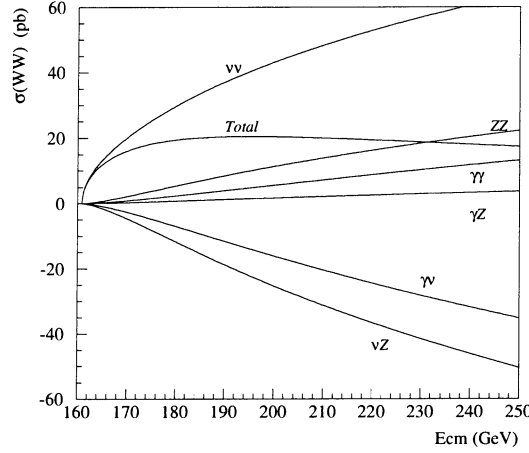


FIG. 3.2: Section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ à l'ordre de Born en fonction de l'énergie de collision. Les différentes contributions à la section efficace totale (γ , Z , ν et interférences) sont représentées.

Ainsi,

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^-)_{BORN} \simeq \frac{\pi\alpha_{em}^2}{s} \frac{\beta}{\sin^4\theta_W} + \mathcal{O}(\beta^3)$$

On peut distinguer deux états distincts; la production au seuil et la production éloignée du seuil:

- Près du seuil de production ($\sqrt{s} \sim 2M_W$), les W^\pm sont produits au repos et n'ont pas de moment angulaire. Le spin total J du système W^+W^- peut être 0, 1 ou 2. Le cas 0 correspond à celui où les deux hélicités entrantes sont opposées et où l'échange du neutrino introduit un courant $\bar{\nu}\gamma^\mu(1-\gamma^5)e_R^-$ nul donc une amplitude nulle. D'autre part, l'invariance sous CP élimine le cas $J = 1$. Seules subsistent les amplitudes d'hélicité correspondant à $J = 2$. Par conséquent, le diagramme avec échange d'un neutrino dans le canal t est la seule contribution au seuil de production ($\beta \rightarrow 0$) et la section efficace a une dépendance proportionnelle à β . La forte suppression des sections efficaces associées aux échanges du photon et du Z au voisinage du seuil rend les sections efficaces totale σ_{WW} et différentielles $d\sigma_{WW}/d\Omega$ très peu sensibles aux couplages de jauge non abéliens γWW , ZWW .
- A une énergie plus élevée ($\sqrt{s} \gg M_W$), les différents termes composant la section efficace totale divergent mais leur compensation ou l'atténuation par le facteur cinématique γ^{-1} (contenu dans β) permet d'obtenir en fin de compte une dépendance en \sqrt{s} qui ne viole pas la limite d'unitarité et reste bornée comme l'indique la figure 3.2 .

3.2 La largeur de désintégration du boson W^\pm

Le boson W^\pm se désintègre en paire de fermion antifermion. A l'ordre le plus bas, la largeur partielle du W , pour une désintégration en deux fermions de masse m_i et m_j (q_i, \bar{q}_j ou l, ν), est

donnée par:

$$\Gamma_{m_i, m_j}^{BORN} = N_c^f \frac{\alpha_{em}}{6} \frac{M_W}{2 \sin^2 \theta_W} |V_{ij}|^2 \left[1 - \frac{m_i^2 + m_j^2}{2M_W^2} - \frac{(m_i^2 - m_j^2)^2}{2M_W^4} \right] \frac{\left[\left(M_W^2 - (m_i^2 + m_j^2)^2 \right) \left(M_W^2 - (m_i^2 - m_j^2)^2 \right) \right]^{1/2}}{M_W^2}$$

Pour les désintégrations leptoniques des W , les éléments de matrice CKM valent $|V_{ij}| = \delta_{ij}$ et le facteur de couleur $N_c^f = 1$.

Si l'on néglige la masse des fermions, on obtient la formule simplifiée:

$$\Gamma_{ij}^{BORN} = N_c^f \frac{\alpha_{em}}{6} \frac{M_W}{2 \sin^2 \theta_W} |V_{ij}|^2$$

La largeur totale est définie comme la somme des largeurs partielles de tous les fermions vérifiant $m_i^2 + m_j^2 < M_W^2$:

$$\Gamma_W^{BORN} = \frac{3\alpha_{em}}{2} \frac{M_W}{2 \sin^2 \theta_W}$$

Les rapports d'embranchement du W^\pm étant de 67.5% pour sa désintégration en hadrons ($W^- \rightarrow \bar{u}d, \bar{c}s$ essentiellement) et de 32.5% pour sa désintégration en leptons ($W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e, \mu^- \bar{\nu}_\mu, \tau^- \bar{\nu}_\tau$), les événements W^+W^- à Lep2 peuvent être classés suivant les trois catégories suivantes:

- $W^+W^- \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ (hadronique) dont le rapport d'embranchement est de 45.5%,
- $W^+W^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l q_1 \bar{q}_2, l^+ \nu_l q_1 \bar{q}_2$ (semileptonique) avec un rapport d'embranchement de 43.9%,
- $W^+W^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l l'^+ \nu_{l'}$ (leptonique) avec un rapport d'embranchement de 10.6%.

3.3 Production de paires de bosons W^\pm avec largeur Γ_W non nulle

La production de deux W avec des largeurs non nulles se désintégrant en quatre fermions est décrite à l'ordre de Born par les trois diagrammes de Feynman de courant chargé (CC03) analogues à ceux reportés dans la figure 3.1. Dans le cas $\Gamma_W \neq 0$ (encore appelé "off-shell"), le calcul de la section efficace devient beaucoup plus compliqué que dans le cas précédent $\Gamma_W = 0$ (dit "on-shell"). A l'ordre de Born, il ne peut être effectué qu'à l'aide de techniques d'intégration numérique, soit de type Monte-Carlo soit de type semi-analytique.

Dans l'approche semi-analytique, la section efficace totale correspondant à la production d'une paire W^+W^- off-shell provient de l'intégration double suivante [60]:

$$\sigma_{WW}^{BORN}(s; \Gamma_W \neq 0) = \int_0^s ds_1 \rho(s_1) \int_0^{(\sqrt{s} - \sqrt{s_1})^2} ds_2 \rho(s_2) \sigma_{WW}^0(s; s_1, s_2)$$

Dans cette équation, $\sigma_{WW}^0(s; s_1, s_2)$ est la section efficace on-shell à l'ordre de Born (calculable analytiquement [61]) pour la production d'une paire de bosons W^+ et W^- de masses invariantes carrées s_1 et s_2 , tandis que les densités de Breit-Wigner $\rho(s_i)$ associées aux propagateurs des W résonnants ($i = 1, 2$) sont données par:

$$\rho(s_i) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_W(s_i)}{M_W} \frac{s_i}{(s_i - M_W^2)^2 + s_i^2 \Gamma_W^2 / M_W^2}$$

L'approche semianalytique permet d'effectuer l'intégration numérique de la section efficace avec une bonne précision et dans un temps raisonnable. Elle est utilisée, entre autres, par le programme GENTLE [62].

Dans le propagateur du W de la formule précédente, nous avons utilisé une largeur Γ_W variable (i.e. dépendante de s_i):

$$\Gamma_W(s_i) = \frac{s_i}{M_W^2} \Gamma_W$$

où $\Gamma_W = \Gamma_W(M_W^2)$. Cette paramétrisation de la résonance associée au W constitue une définition de la masse du W , analogue à celle utilisée pour le Z à Lep1. Une autre approche, également justifiée du point de vue théorique, consisterait à utiliser une largeur $\bar{\Gamma}_W$ constante dans le propagateur qui s'écrirait alors:

$$\bar{\rho}(s_i) = \frac{1}{\pi} \frac{\bar{\Gamma}_W \bar{M}_W}{(s_i - \bar{M}_W^2)^2 + \bar{\Gamma}_W^2 \bar{M}_W^2}$$

Cette démarche introduit une définition différente de la masse du W et numériquement, les valeurs de la masse et de la largeur sont liées dans les deux cas par les relations suivantes:

$$\bar{M}_W = M_W - \frac{1}{2} \frac{\Gamma_W^2}{M_W} \simeq M_W - 27 \text{ MeV}$$

$$\bar{\Gamma}_W = \Gamma_W - \frac{1}{2} \frac{\Gamma_W^3}{M_W^2} \simeq \Gamma_W - 0.7 \text{ MeV}$$

Par la suite, nous prendrons comme définition de la masse du W celle dictée par le choix de la largeur variable dans le propagateur.

Au seuil cinématique de production des paires W^+W^- , l'introduction d'une largeur finie du boson W adoucit la montée rapide dépendante de \sqrt{s} de la section efficace totale comme l'illustre la figure 3.2. La section efficace différentielle angulaire $d\sigma_{WW}/d\cos\theta$ est également largement modifiée par cet effet (figure 3.3).

3.4 Les corrections radiatives

Les corrections radiatives à la production de paires de boson W^\pm peuvent être traitées d'une manière analogue à celle décrite pour la production de paires de fermion-antifermion. La précision requise des prédictions théoriques est toutefois moins importante en raison d'une moindre précision statistique attendue.

f) Les corrections de bremsstrahlung QED

La correction la plus importante à la section efficace de production W^+W^- est constituée par la radiation de photons dans l'état initial (ISR). L'ISR réduit l'énergie effectivement disponible dans le centre de masse pour la production des deux bosons et par conséquent, diminue la section efficace et modifie les distributions cinématiques des événements. Dans le cas off-shell, les corrections radiatives complètes $\mathcal{O}(\alpha_{em})$ pour l'ISR n'ont pas été calculées et l'on doit appliquer des approximations qui sont généralement valables seulement à l'ordre des termes logarithmiques dominants. L'approche des fonctions de structure appliquée dans les calculs semianalytiques comme GENTLE, consiste à

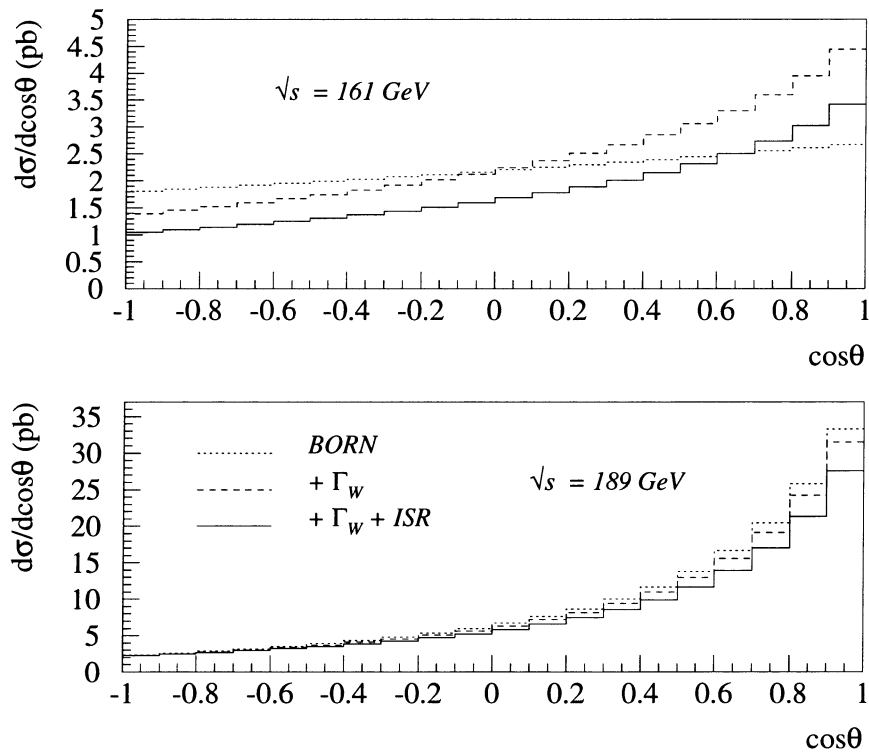


FIG. 3.3: Sections efficaces différentielles $d\sigma_{WW}/d\cos\theta$ (θ représentant l'angle polaire du W^-) à l'énergie seuil de production des paires W^+W^- $\sqrt{s} = 161 \text{ GeV}$ et à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$. La courbe pointillée représente la prédiction du Modèle Standard à l'ordre de Born, la courbe tiretée inclue la largeur non nulle du W et la courbe pleine prend en compte la largeur non nulle et la contribution des ISR.

convoluer la section efficace à l'ordre de Born avec une fonction radiative universelle $R(s, s')$ identique à celle introduite dans le chapitre de la production difermionique:

$$\sigma_{WW}(s) = \int_0^s ds_1 \rho(s_1) \int_0^{(\sqrt{s}-\sqrt{s_1})^2} ds_2 \rho(s_2) \int_{(\sqrt{s_1}+\sqrt{s_2})^2}^s \frac{ds'}{s} R(s, s') \sigma_{CC03}^0(s'; s_1, s_2)$$

Cette approximation inclut les termes logarithmiques dominants associés à l'émission des photons colinéaires initiaux. La factorisation ISR est néanmoins strictement valable seulement pour les diagrammes d'annihilation (voie s). Pour le canal t , les corrections radiatives ISR ne sont pas factorisables et ne sont donc pas universelles. Le problème de l'émission radiative initiale dans la voie t est que les radiations introduisent une violation de l'invariance de jauge et la possibilité de divergences. En toute rigueur, il faudrait également considérer toutes les corrections dues à la radiation de photon par les fermions de l'état final et par les W se désintégrant, calcul très complexe qui n'a pas été effectué. Une approximation supplémentaire dite "current splitting technique" (CST) [60] est introduite afin de définir séparément la radiation dans les états initial et final tout en préservant l'invariance de jauge. Toutefois, même avec CST, il demeure des corrections sous-dominantes manquantes qui ont été estimées à environ 2% par la comparaison du cas off-shell au cas on-shell pour lequel ces termes résiduels ont été calculés.

De nouveaux développements théoriques sont intervenus récemment afin d'améliorer la précision théorique et pour atteindre l'objectif d'une précision $\Delta\sigma_{WW}/\sigma_{WW} < 0.5\%$. La nouvelle approximation appelée "Leading Pole Approximation" (LPA) (implémentée dans un programme semianalytique tel que RACOON [63]) consiste en un développement de l'amplitude complète autour du pôle de la particule instable. Dans le cas de la production de paires WW , seuls les résidus des deux pôles sont conservés (approximation "DPA") et l'erreur intrinsèque de cette procédure est typiquement $\alpha_{em}\Gamma_W/(\pi M_W) \times \ln(\dots) < 0.5\%$. Le prix à payer est que cette approche n'est pas valable au seuil de production des paires WW et ne doit être appliquée raisonnablement que pour $\sqrt{s} \gtrsim 170 \text{ GeV}$. L'incertitude résiduelle provient de corrections non factorisables pour lesquelles un photon est échangé entre les produits de désintégration des W ou entre un W et les particules issues de la désintégration de l'autre boson (figure 3.4).

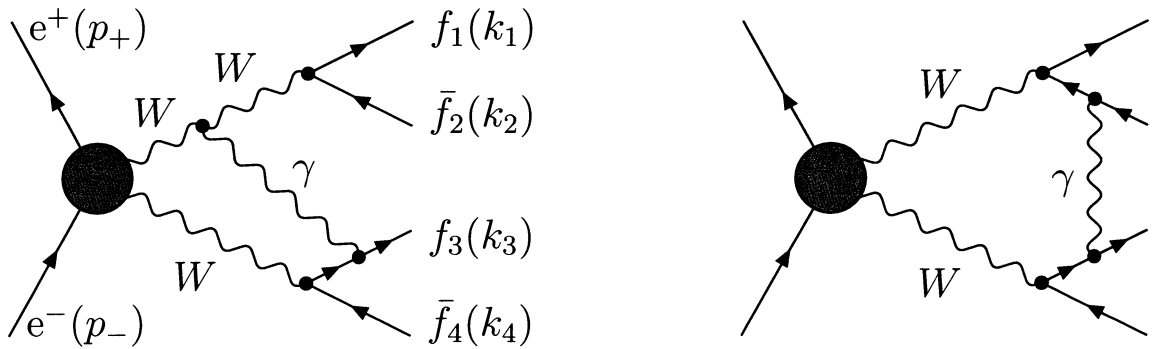


FIG. 3.4: Exemples de corrections radiatives non factorisables au processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$

L'incertitude actuelle théorique de σ_{WW}^{CC03} est estimée à $\pm 0.4\%$, $\pm 0.5\%$ et $\pm 0.7\%$ pour $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$, $\sqrt{s} = 180 \text{ GeV}$ et $\sqrt{s} = 170 \text{ GeV}$ respectivement.

Des approches différentes, tant du point de vue théorique que du point de vue pratique, au calcul de la radiation dans l'état initial sont possibles. Une de ces approches est la technique d'exponentiation à la Yennie-Frautschi-Suura (YFS) [64] employée dans le générateur KORALW [65]. Cette technique

permet la resommation des photons mous non détectables et la génération exclusive d'un nombre quelconque de photons durs d'impulsion transverse non nulle; elle est donc particulièrement utile pour la simulation d'événements avec ou sans coupures expérimentales. En ce qui concerne la précision physique du calcul, la comparaison détaillée des approches Monte-Carlo et semianalytique a été effectuée [63]. L'accord obtenu entre les prédictions σ_{WW}^{CC03} avec l'approche DPA est de 0.3%.

D'autres techniques sont aussi possibles pour le calcul de l'ISR par une approche de type Monte-Carlo. Un exemple est constitué par la technique QEDPS (QED Parton Shower, analogue aux techniques utilisées pour la simulation de la fragmentation QCD) employée par le générateur GRC4F [66]. Celle-ci est une approche basée sur la méthode des fonctions de structure où la fonction obéit à l'équation d'Altarelli-Parisi résolue par un algorithme itératif.

g) La correction coulombienne

Une autre correction importante à la section efficace σ_{WW} est la correction QED associée à l'attraction coulombienne et qui se manifeste par l'échange d'un photon entre les 2 bosons de l'état final. Quantitativement, cette correction modifie la section efficace de Born suivant:

$$\sigma_{CC03}^0(s; s_1, s_2) \rightarrow \sigma_{CC03}^0(s; s_1, s_2)(1 + \delta_C(s; s_1, s_2))$$

telle que [67]:

$$\delta_C(s; s_1, s_2) = \frac{\alpha_{em}}{v} \left[\pi - 2 \arctg \left(\frac{|\kappa|^2 - p^2}{2p\mathcal{R}_e(\kappa)} \right) \right]$$

où la vitesse relative des deux W , v est:

$$v = \frac{4p}{\sqrt{s}} = 2 \left[1 - \frac{2s(s_1 + s_2) - (s_1 - s_2)^2}{s^2} \right]^{1/2}$$

et $|\kappa| = [-M_W(E + i\Gamma_W)]$, $E = \frac{s - 4M_W^2}{4M_W}$.

Dans la limite où $\Gamma_W \rightarrow 0$, $\delta_C \rightarrow \alpha_{em}\pi/2\beta$ et par conséquent hérite du nom de singularité coulombienne. L'amplitude de cette correction est particulièrement grande au seuil (+6%) bien que son effet soit écranté par la largeur non nulle des W . Au delà du seuil, la correction coulombienne décroît sensiblement avec l'énergie dans le centre de masse pour atteindre par exemple +2% à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$. La contribution des ordres supérieurs à δ_C est de seulement 0.2% environ. L'attraction coulombienne, du point de vue topologique, n'engendre pas des distorsions majeures sur les distributions cinématiques des états finaux W^+W^- .

h) Les corrections faibles

Dans le cas de la production de paires de fermions, nous avons vu que l'ensemble des paramètres initiaux du Modèle Standard le plus approprié pour le calcul des corrections radiatives électrofaibles et QCD était constitué des observables α_{em} , α_s , M_Z , m_t , M_H et G_F en remplacement de M_W considéré comme une prédiction du modèle. La plupart des corrections radiatives purement faibles à la section efficace de production de paire W^+W^- sont liées à la valeur de la masse du W qui est l'objet de la mesure. Aussi, dans le cas de la physique du W où M_W est une observable directe qui apparaît explicitement dans les termes d'éléments de matrice ou d'espace de phase, on préfère utiliser une autre représentation appelée "schéma G_F " comprenant l'ensemble α_s , M_Z , m_t , M_H , M_W , G_F . De cette façon, les corrections faibles dominantes pour la production de paire W^+W^- sont incorporées

implicitement dans les éléments de matrice discutés dans la section précédente en effectuant les remplacements

$$\begin{aligned}\alpha_{em} &\rightarrow \alpha_{em}(s) \\ \alpha_{em}/\sin^2\theta_W &\rightarrow (\sqrt{2}/\pi)G_F M_W^2\end{aligned}$$

pour la contribution électromagnétique et faible respectivement.

i) Les corrections QCD

En ce qui concerne les corrections QCD à la section efficace W^+W^- hadronique, elles sont prises en compte en modifiant la largeur du W utilisée dans le calcul par un facteur correctif R_{QCD}^q tel que:

$$\Gamma_{W\rightarrow qq'} \rightarrow \Gamma_{W\rightarrow qq'} R_{QCD}^q$$

avec $R_{QCD}^q = 1 + \Delta_{QCD}^q$ dont l'expression a été donnée dans le chapitre précédent. La largeur de désintégration totale du W est la somme corrigée:

$$\Gamma_W = \Gamma_{e\nu} + \Gamma_{\mu\nu} + \Gamma_{\tau\nu} + \Gamma_{W\rightarrow had} = \frac{3G_F M_W^3}{2\sqrt{2}\pi} \left(1 + \frac{2}{3}\Delta_{QCD}^q\right)$$

3.5 Les effets de recombinaison de couleur et de corrélation de Bose-Einstein

En raison de la faible durée de vie du boson W , les deux vertex de désintégration des W à Lep2 sont séparés de moins de $\tau_W \sim 1/\Gamma_W \sim 0.1 \text{ fm}$ alors que la distance du processus d'hadronisation est typiquement de 1 fm . Ceci peut conduire, lorsque les deux W se désintègrent en paire $q\bar{q}$, à des effets d'interconnection, en d'autres termes à une hadronisation non indépendante des deux W . Deux aspects différents sont à prendre en compte: les effets QCD (encore appelés "recombinaison" de couleur) et les effets de statistique quantique (dénommés "corrélations de Bose-Einstein").

3.5.1 Recombinaison de couleur

La recombinaison de couleur correspond à l'interaction forte entre des systèmes partoniques d'origines différentes et se manifeste à deux niveaux:

- par réarrangement de couleur entre les quarks provenant du branchement primaire,
- par échange gluonique durant la cascade partonique.

Les effets d'interférence QCD peuvent mélanger deux singlets de couleur et ainsi produire des hadrons qui ne peuvent pas être assignés à un boson W de façon unique. Les effets perturbatifs de la phase initiale de désintégration sont contraints par l'échange de deux gluons que nécessite la conservation du flux de couleur; ceci entraîne une forte suppression ($\sim \alpha_s^2/(N_C^2 - 1)$) d'un facteur 10^{-3} de la recombinaison. En revanche, les effets non perturbatifs liés à l'échange de gluons mous sont beaucoup plus difficiles à décrire et nécessitent l'utilisation de modèles phénoménologiques.

La plupart des modèles de fragmentation décrivant la cascade partonique ont implémenté leur modèle de reconnection de couleur.

• Il existe deux modèles, celui de Lonnblad [L] [68] et celui de Gustafson et Hakhinen [GH] [69][70] basés sur le modèle de la cascade dipolaire pour le développement de la gerbe partonique (ARIADNE). Ces deux modèles agissent dans l'espace de phase des impulsions et utilisent la longueur de la corde Λ comme critère de reconnection. Celle-ci s'exprime comme:

$$\Lambda = \sum_{i=1}^{n-1} \ln(p_i + p_{i+1})^2 / m_0^2$$

3.5. LES EFFETS DE RECOMBINAISON DE COULEUR ET DE CORRÉLATION DE BOSE-EINSTEIN

où la somme s'étend sur $n - 1$ fragments de corde pour une corde connectant n partons d'impulsion p , m_0 étant une constante. La recombinaison entre deux partons se produit si la longueur de la corde résultante est réduite. Deux options existent: Pour [GH], seule la recombinaison ayant lieu après la phase d'émission de gluon dur ($E_g > \Gamma_W$) est permise et ceci une seule fois par événement. Dans le modèle [L], la reconnection multiple dans un événement ainsi que l'autoreconnection d'une corde sont possibles.

- L'implémentation de la recombinaison de couleur a été réalisée par Khoze et Sjostrand [KS] [71] dans le générateur PYTHIA et repose sur le réarrangement des cordes dans la phase de fragmentation. Dépendant de la définition de la corde, deux types de modèle sont considérés:

- Dans le modèle SKI, les cordes sont représentées par des tubes de flux de couleur, i.e. des cylindres d'extension transverse finie dont la densité de champ de couleur est gaussienne dans la direction transverse au tube de flux. La corde est donc caractérisée par un champ Ω dont l'expression est:

$$\Omega(\vec{x}, t) = \exp\left(-\frac{r^2}{2r_{had}^2}\right) \exp\left(-\frac{t^2}{\tau_{frag}^2}\right)$$

où $r_{had} \simeq 0.5 \text{ fm}$ (dimension transverse d'une corde) et $c\tau_{frag} \simeq 1.5 \text{ fm}$ (durée de vie moyenne d'une corde). La probabilité p de reconnection entre deux cordes de ce type est assujettie à leur recouvrement:

$$p = 1 - \exp(-R_s I)$$

où I est l'intégrale de recouvrement dans l'espace de phase et R_s un paramètre libre du modèle représentant l'intensité de la reconnection. Dans le modèle original de [KS], une seule reconnection par événement est permise, celle maximisant l'intégrale I .

- Dans le modèle SKII, les cordes sont associées à des vortex dont les noyaux renferment l'ensemble de l'information topologique et qui engendrent un champ de couleur décroissant exponentiellement. Ces cordes se reconnectent chaque fois que les noyaux se recouvrent.

Ces modèles originaux, largement améliorés en leur adjoignant la reconnection multiple, l'autoreconnection des cordes de couleur et l'évolution spaciotemporelle des gerbes partoniques ont donné naissance au modèle réaliste le plus élaboré de Todorova [72].

- Le dernier modèle, basé sur le schéma d'hadronisation en cluster est HERWIG dans lequel la recombinaison de couleur est implémentée juste avant la formation des clusters de telle façon qu'elle entraîne une réduction de la séparation des vertex de production des partons constituant le cluster. Les reconnections multiples sont possibles ainsi que les reconnections à l'intérieur d'une même gerbe. Expérimentalement, le processus de recombinaison de couleur a déjà été mis en évidence dans la désintégration $B \rightarrow J/\Psi + X$ par exemple. Son étude est donc justifiée car une meilleure compréhension de la QCD perturbative et non perturbative peut en découler. De plus, il a été montré [12] que ces effets QCD pouvaient substantiellement biaiser la mesure de la masse M_W par reconstruction directe dans le canal hadronique (quantitativement, $\Delta M_W \lesssim 30 - 40 \text{ MeV}$).

Les principales observables sensibles à la recombinaison de couleur à Lep sont les multiplicités chargées, les distributions en impulsion définies par rapport à l'axe du thrust et les distributions de flux de particule et d'énergie: l'observable la plus simple pouvant caractériser un effet de recombinaison de couleur est $\Delta < N >$:

$$\Delta < N > = < N_{ch}^{4q} > - 2 < N_{ch}^{qq\ell\nu} >$$

où $< N_{ch}^{4q} >$ est la multiplicité moyenne chargée du canal de désintégration purement hadronique de la paire W^+W^- (et par conséquent affectée des effets QCD) et $< N_{ch}^{qq\ell\nu} >$ la même quantité pour le canal semileptonique (donc insensible aux effets de reconnection). Les modèles prédisent une diminution de la multiplicité des événements et donc une valeur $\Delta < N >$ négative, toutefois la

sensibilité de cette observable à de tels effets reste limitée, ceci même en combinant les résultats des quatre expériences Lep et il sera probablement difficile d'en tirer une conclusion définitive [73].

Une autre approche possible est d'étudier les fonctions de fragmentation $x_p = 2p/\sqrt{s}$ et $\xi = -\log x_p$ où p est l'impulsion d'un hadron lourd (proton, kaon). Cependant, les analyses effectuées indiquent une erreur systématique encore importante et aucune déviation n'a été observée dans les données [74].

La dernière méthode envisagée, la plus prometteuse, est la méthode du flux de particules. La distribution de flux de particules d'un événement à 4 jets s'obtient en projetant sur un plan défini par deux jets adjacents la direction de l'impulsion de chaque particule. Les flux d'énergie et de particule sont mesurés en fonction de l'angle ϕ entre le jet le plus énergétique et la direction du moment projeté. Une particule i faisant un angle ϕ_i par rapport au jet le plus énergétique a un poids unitaire dans la distribution en flux de particule et un poids égal à son énergie dans la distribution en flux d'énergie. Les distributions obtenues en fonction de l'interangle ϕ sont symétriques pour chaque jet et un effet de recombinaison de couleur introduirait une disymétrie mesurable. Pour que cette méthode fonctionne, les jets doivent être clairement identifiés et correctement appariés ce qui conduit à une efficacité médiocre ($\sim 15\%$) pour les événements W^+W^- . Les analyses préliminaires des expériences Lep ont montré que les données favorisaient une hypothèse d'existence de la reconnection de couleur avec une probabilité variant de 15% à 60% et une erreur pour chaque collaboration d'environ $\pm 30\%$. La poursuite des analyses à Lep et leur combinaison devrait restreindre l'erreur sur la mesure de la masse du W (par reconstruction directe du canal hadronique) liée à la reconnection de couleur à moins de 20 MeV.

3.5.2 Corrélations de Bose-Einstein

L'existence des corrélations de Bose-Einstein (BEC) dans les réactions conduisant à un état final hadronique sont bien connues. Les BEC sont mises en évidence par une augmentation de la production de bosons identiques proche dans l'espace de phase. A l'origine observées pour les paires de pions chargés dans les collisions $p\bar{p}$, les BEC ont été également étudiées à Lep1 dans les désintégrations hadroniques de Z pour les π^\pm , K_s^0 et K^\pm . On distingue deux types de BEC: celles qui se produisent à l'intérieur d'une désintégration $W \rightarrow q\bar{q}'$ d'un même W et celles qui ont lieu entre des particules issues de deux W différents. Alors que le premier cas a été observé de manière inambiguë, la deuxième situation est moins claire sur le plan théorique en raison de l'absence de calcul exact de QCD non perturbative et à cause du recours à des modèles phénoménologiques quelquefois contradictoires [75]. Afin d'étudier la probabilité d'émission de deux bosons identiques, l'estimateur utilisé est la fonction de corrélation R qui s'écrit pour des paires de particules comme:

$$R(p_1, p_2) = \frac{P(p_1, p_2)}{P_0(p_1, p_2)}$$

où $P(p_1, p_2)$ est la densité de probabilité symétrisée (quantique) d'émission de deux particules, p_i la quadri-impulsion de la particule i et P_0 la densité de probabilité de référence (classique) en l'absence de statistique de Bose-Einstein. Si $f(x)$ est la distribution de la source émettrice des deux particules dans l'espace de phase, $R(p_1, p_2)$ peut s'écrire [76]:

$$R(p_1, p_2) = 1 + |TF[f(x)]|^2$$

où $TF[f(x)] = \int f(x) e^{-i(p_1 - p_2)x} dx$ est la transformée de Fourier de $f(x)$. Ainsi, en étudiant les corrélations entre les impulsions de paires de mésons, il est possible d'en déduire les propriétés de la source émettrice. Expérimentalement, les effets sont souvent décrits en fonction de la variable $Q = \sqrt{-(p_1 - p_2)^2} = \sqrt{M_{\pi\pi}^2 - 4m_\pi^2}$ pour les paires de pions, $M_{\pi\pi}^2$ étant la masse invariante du

3.6. INCLUSION DES DIAGRAMMES À QUATRE FERMIONS AUTRES QUE LES DIAGRAMMES C

système des deux pions telle que:

$$R(Q) = \frac{P(Q)}{P_0(Q)},$$

fréquemment paramétrisé par la fonction:

$$R(Q) = 1 + \lambda e^{-r^2 Q^2}.$$

Dans l'équation précédente et dans l'hypothèse d'une source de pions à symétrie sphérique, le paramètre r désigne le rayon moyen de la source et λ l'intensité de la corrélation entre les pions. Celle-ci peut être interprétée comme la fraction de paires interagissantes [78]. Les données issues des annihilations e^+e^- fournissent des valeurs de r voisines de 0.5 fm ; la valeur de λ quant à elle dépend fortement des techniques d'analyse utilisées.

Dans l'étude des BEC, le problème principal réside dans le choix de la référence. Habituellement, trois définitions possibles sont utilisées pour celle-ci:

- le choix le plus simple est d'extraire P_0 d'un lot de données Monte-Carlo simulées sans BEC ,
- l'utilisation de paires de particules de signe opposé issues des données,
- l'utilisation de paires de particules issues d'événements artificiellement reconstruits en mélangeant des particules de différents événements réels.

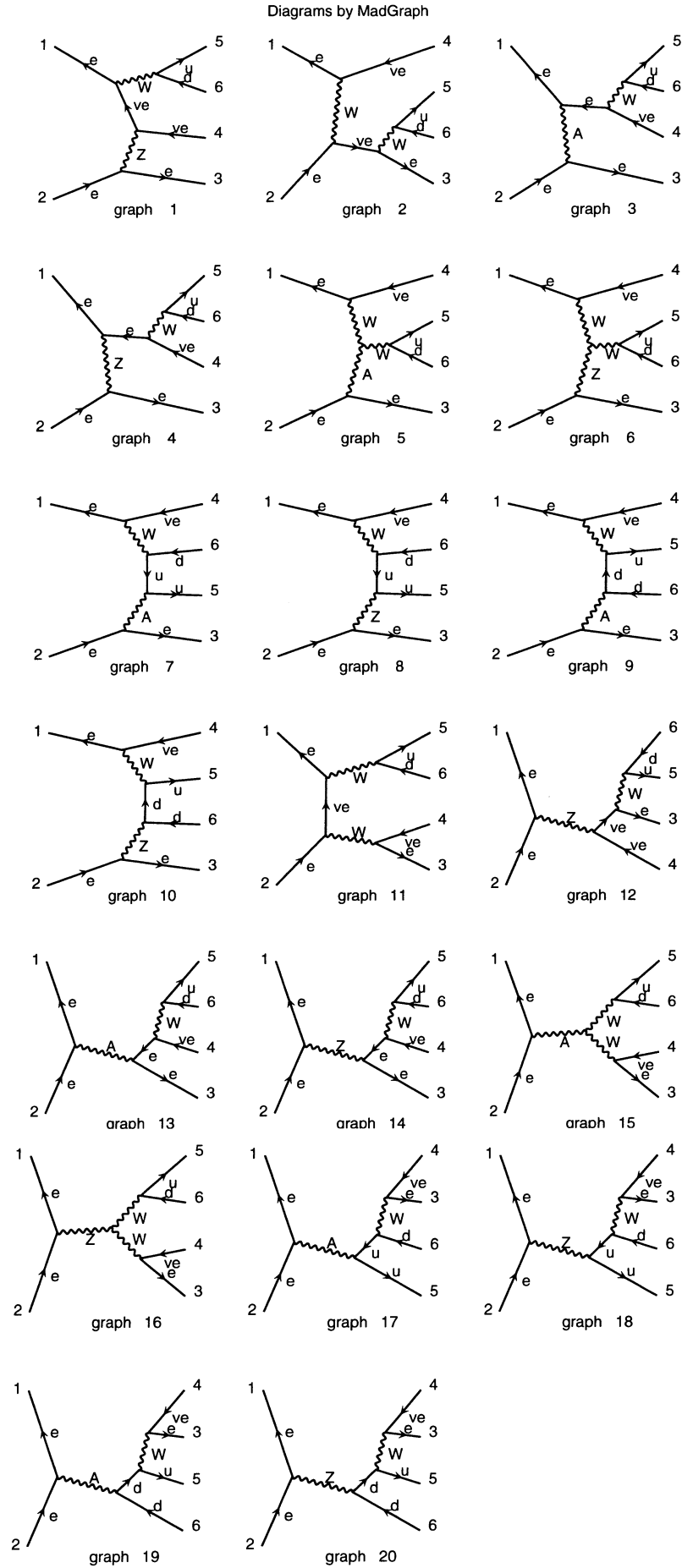
Les résultats expérimentaux mentionnés dans [79] résument les états d'analyse des BEC entre les pions chargés de même signe produit dans les événements W^+W^- à Lep2. Bien que l'existence des BEC pour les pions issus d'un même W ait été fermement établie, les résultats des quatre expériences Lep pour les BEC de paires provenant de W distincts sont contradictoires de telle sorte qu'aucune conclusion ne peut être donnée à présent quant à la structure des effets de corrélations de Bose-Einstein.

Afin de résumer les corrections QCD et BEC, les effets d'interconnection peuvent avoir des effets significatifs dans l'estimation de quantité telle que la masse du W dans ses désintégrations hadroniques, mais il semble qu'aucun effet significatif n'en résulte pour l'études des couplages à trois bosons vecteurs de jauge.

3.6 Inclusion des diagrammes à quatre fermions autres que les diagrammes CC03

Expérimentalement, le processus signal est identifié par la présence dans l'état final de quatre fermions (purent hadronique, semileptonique ou purement leptonique) dont les saveurs indiquent qu'ils pourraient avoir été produits par la désintégration d'une paire de W . A l'ordre de Born, plusieurs diagrammes contribuent à cet état final autres que les trois graphes CC03 avec deux bosons vecteurs résonnants: pour un état final constitué de deux paires fermion anti-fermion de type courant chargé (CC), le nombre de diagrammes de Feynman varie de 9 à 56 suivant la saveur des fermions finaux. A titre d'exemple, les vingt diagrammes CC20 (doublement résonnant, simplement résonnant ou non résonnant) qui contribuent à la réaction $e^+e^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e u \bar{d}$ sont montrés dans la figure 3.5. La difficulté du calcul réside dans l'inclusion de tous ces diagrammes qui, en principe, ne peuvent pas être considérés séparément des graphes CC03 à cause de l'interférence des uns avec les autres (préservation de l'invariance de jauge). Il est également nécessaire d'éviter les doubles comptages d'événements car, comme le montre la figure, le bruit de fond $W e \nu$ est entièrement inclus dans les diagrammes 4f CC20.

Les effets les plus évidents de l'inclusion des diagrammes additionnels 4f sont visibles dans les canaux qui contiennent un fermion et un antifermion de même saveur. Pour ces canaux il faut

FIG. 3.5: Ensemble des diagrammes $CC20$ correspondant à l'état final $e^- \bar{\nu}_e u \bar{d}$.

introduire des diagrammes avec des photons ou des Z résonnants dans la voie s , et dans les canaux où au moins un W se désintègre en électron et neutrino, il faut introduire des réactions de diffusion dans la voie t (adjonction de singularités pour les diffusions à bas angle $\theta \rightarrow 0$). Par rapport au CC03, l'introduction des 4f implique la modification des sections efficaces totale et différentielles. Quantitativement, bien que des effets de l'ordre de 10% ou plus soient possibles pour certains états finaux avec électron, la contribution additionnelle autre que CC03 se concentre généralement dans des domaines cinématiques bien localisés de l'espace de phase et l'amplitude de ces effets dépend fortement des coupures expérimentales utilisées. De façon générale, la différence résiduelle CC03-4f après application des coupures de sélection du signal est faible.

En raison du très grand nombre de diagrammes impliqués pour un état général à quatre fermions, il n'existe pas de calcul complet des corrections radiatives à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$. Les corrections majeures au niveau des logarithmes dominants sont implémentées dans les générateurs Monte-Carlo ou programme de calcul semianalytique. La précision théorique actuelle des sections efficaces totales des processus à 4 fermions finaux est estimée à 2.5% [63].

3.7 Détermination de M_W par la mesure de la section efficace σ_{WW} au seuil

La section efficace de production de paires W^+W^- , σ_{WW} , augmente très rapidement dès que l'énergie dans le centre de masse dépasse le seuil cinématique nominal $\sqrt{s} = 2M_W$. Pour une valeur donnée de l'énergie de collision \sqrt{s} près du seuil, σ_{WW} est donc très sensible à la valeur de la masse du W , et sa mesure permet une détermination indirecte du paramètre fondamental M_W [80]. Ceci est indiqué dans la figure 3.8 où la courbe d'excitation de la section efficace est tracée pour plusieurs valeurs de la masse du W par rapport à une courbe de référence. Le calcul n'inclut que la contribution des diagrammes CC03 et les effets des diagrammes 4f sur cette mesure seront indiqués à la fin de cette section. Nous pouvons remarquer que la mesure indirecte de la masse du W au seuil repose sur le nombre d'événements observés et les variables cinématiques ne sont utilisées que pour la sélection des paires W^+W^- et non pas pour la construction d'un estimateur de la masse M_W pour chaque événement. Le canal $W^+W^- \rightarrow l\nu l'\nu'$ est donc utilisable dans la méthode du seuil au contraire d'une méthode de reconstruction directe. Les erreurs systématiques dans les deux méthodes sont assez décorréelées, aussi la méthode du seuil et la méthode de reconstruction directe permettent d'effectuer deux mesures complémentaires de la masse du W .

3.7.1 Le choix de l'énergie optimale

La section efficace au seuil dépendant fortement de la masse M_W , on cherche à déduire de cette mesure une erreur minimale sur la mesure de M_W . Celle-ci s'écrit:

$$\Delta M_W = \left| \frac{dM_W}{d\sigma_{WW}} \right| \Delta \sigma_{WW}$$

La dérivée $|dM_W/d\sigma_{WW}|$ exprime la sensibilité de σ_{WW} à la masse du boson. Cette fonction a un minimum (0.45 GeV pb^{-1}) à $\sqrt{s} \sim 2M_W + 1.2 \text{ GeV}$ comme indiqué dans la figure 3.7. La région autour du seuil est donc en adéquation avec l'extraction de M_W depuis la mesure de σ_{WW} (ou, en d'autres termes, pour discriminer parmi les différentes courbes de la figure 3.7).

Pour être plus précis, si l'on considère une expérience réaliste à une énergie de collision \sqrt{s} fixée, la section efficace est mesurée à partir du nombre d'événements sélectionnés dans les données:

$$\sigma_{WW} = \frac{N_{sel} - \mathcal{L}\sigma_{bdf}}{\varepsilon \mathcal{L}}$$

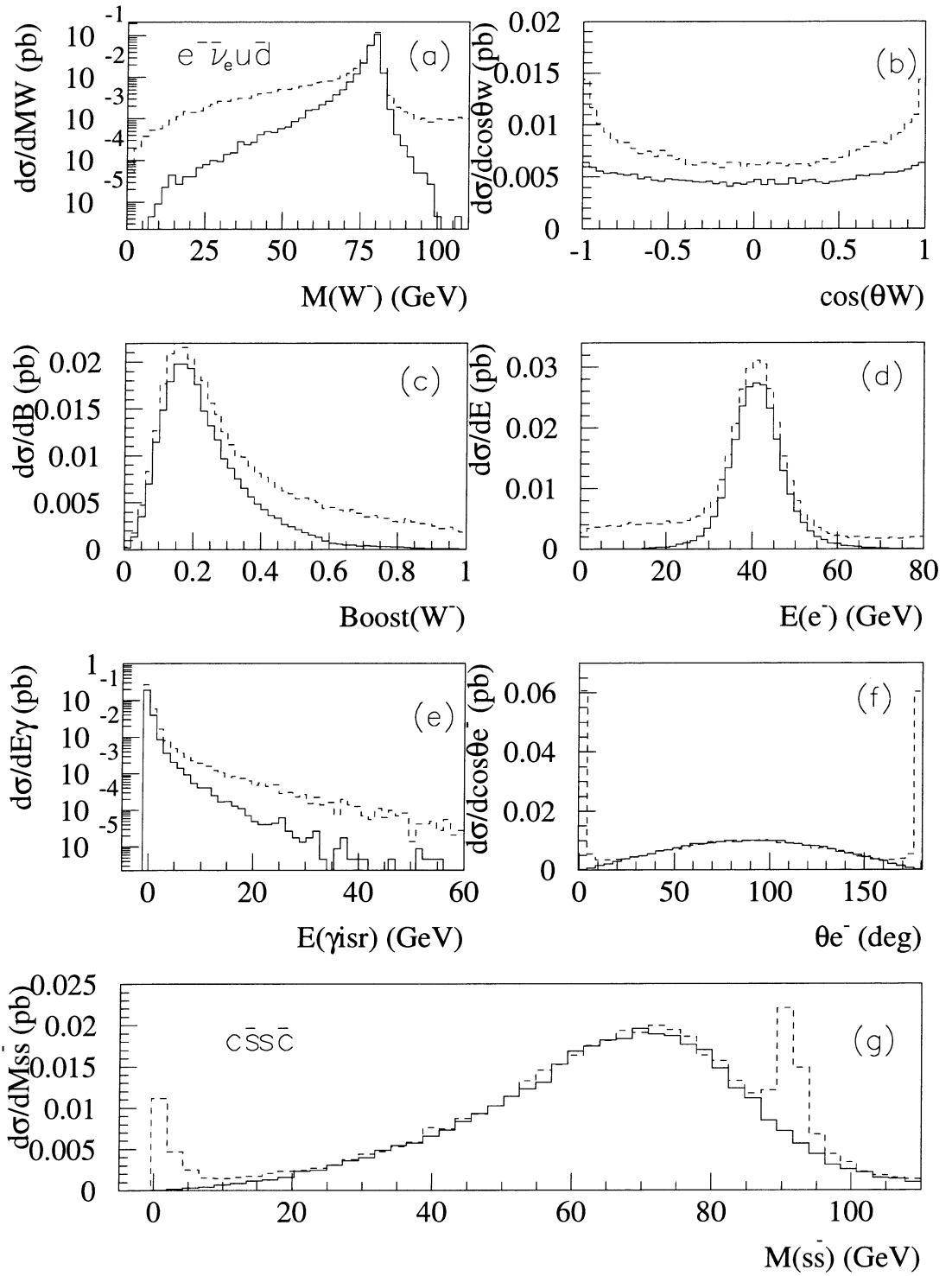


FIG. 3.6: Distributions cinématiques pour la production de paires W^+W^- à $\sqrt{s} = 161$ GeV. Les courbes (a-f) en trait plein (resp. pointillé) se réfèrent aux événements d'état final $e^-\bar{\nu}_e u \bar{d}$ des diagrammes CC03 (resp. CC20). La courbe (g) est associée aux événements hadroniques $c\bar{s}s\bar{c}$. (a): Masse du W^- ; (b): Cosinus de l'angle polaire du W ; (c): Boost (p/E) du W^- ; (d): Energie de l'électron final; (e): Energie emportée par la radiation dans l'état initial; (f): Cosinus de l'angle polaire d'émission de l'électron final; (g): masse invariante du système $s\bar{s}$ (le pic à haute énergie indique la contribution du diagramme résonnant Z).

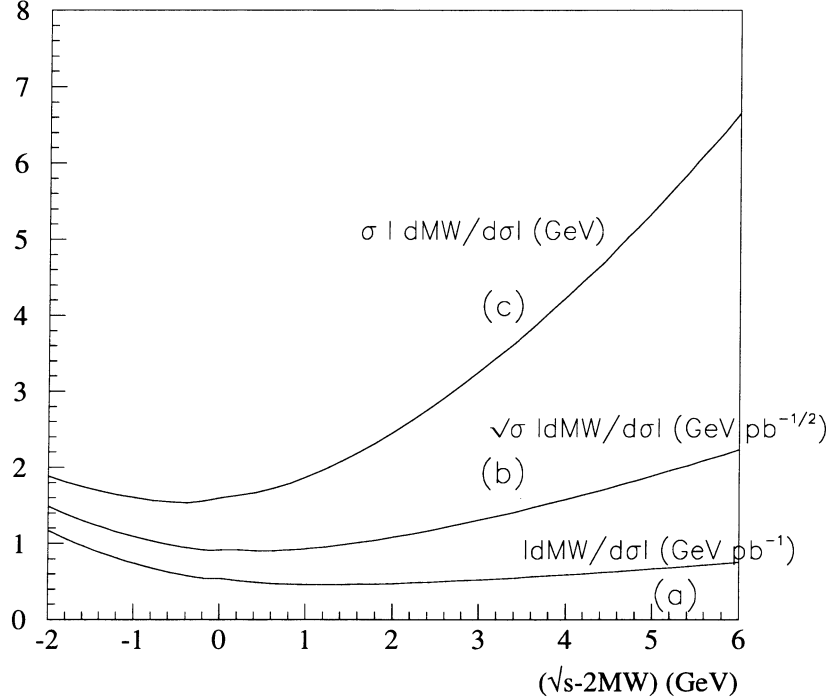


FIG. 3.7: Sensibilité de la section efficace σ_{WW} à la masse du W en fonction de $\sqrt{s} - 2M_W$. Dans la mesure de M_W par la méthode du seuil, la courbe (a) indique l'effet d'une erreur absolue (de 1 pb) sur la section efficace mesurée, la courbe (b) représente l'effet d'une erreur statistique (pour 1 pb⁻¹ de luminosité et pour une efficacité maximale de 100% sans bruit de fond résiduel), la courbe (c) se rapporte à l'effet de l'erreur provenant de l'incertitude sur l'efficacité de sélection.

Les principales sources d'erreur de la section efficace mesurée sont l'erreur statistique poissonnienne $\sqrt{N_{sel}}$ associée au nombre d'événements du signal et du bruit de fond sélectionnés, l'erreur systématique $\Delta\varepsilon$ sur l'efficacité de sélection du signal W^+W^- et l'erreur systématique $\Delta\sigma_{bdf}$ sur la section efficace résiduelle du bruit de fond. Ces quantités se traduisent par des incertitudes sur la mesure de la masse du W :

$$\Delta M_W = \left(\sqrt{\sigma_{WW}} \left| \frac{dM_W}{d\sigma_{WW}} \right| \right) \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \mathcal{L}}} \oplus \left(\left| \frac{dM_W}{d\sigma_{WW}} \right| \right) \left[\frac{\sqrt{\sigma_{bdf}}}{\varepsilon \sqrt{\mathcal{L}}} \oplus \frac{\Delta\sigma_{bdf}}{\varepsilon} \right] \oplus \left(\sigma_{WW} \left| \frac{dM_W}{d\sigma_{WW}} \right| \right) \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}$$

où le signe \oplus désigne la somme quadratique des différentes contributions. L'erreur engendrée par la mesure de la luminosité (connue à mieux que 1%) n'est pas mentionnée en raison de son faible impact par rapport aux autres sources. Les facteurs qui apparaissent entre parenthèses dans l'équation précédente peuvent être calculés et sont tracés en fonction de $\sqrt{s} - 2M_W$ sur la figure 3.7. Une masse de W fixée à 80.26 GeV (représentant la moyenne mondiale de M_W au début de Lep en 1996)

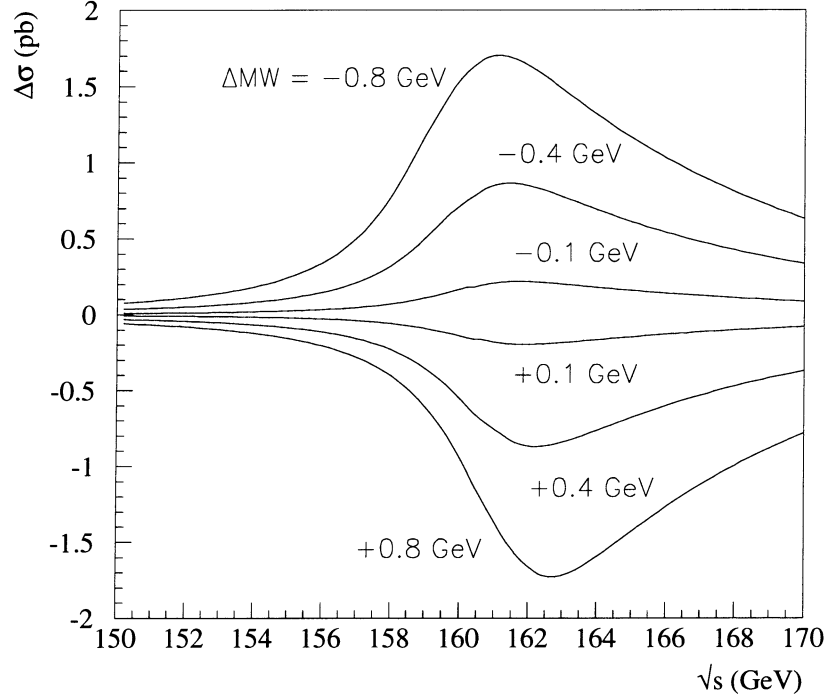


FIG. 3.8: Variation de la section efficace σ_{WW} en fonction de l'énergie de collision pour différentes valeurs de la variation $\Delta M_W = M_W - M_W^0$, M_W^0 représentant la valeur nominale de 80.26 GeV mesurée avant Lep200.

est utilisée dans le calcul, mais les résultats sont en première approximation indépendant de M_W . Pour une valeur donnée de M_W , ces courbes indiquent la dépendance des différentes sources d'erreur (ΔN_{sel} , $\Delta \sigma_{bdf}$, $\Delta \epsilon$) en fonction de l'énergie de collision et peuvent être utilisées pour choisir l'énergie optimale de la prise de données.

Pour les luminosités intégrées limitées qui étaient envisageables en 1995 pour la prise de données au seuil, il a été estimé [12] que l'erreur sur la mesure de M_W était dominée par l'incertitude statistique sur le nombre d'événements du signal observé, i.e. le premier terme de l'équation précédente. Le facteur de sensibilité statistique associé ($\sqrt{\sigma_{WW}} |dM_W/d\sigma_{WW}|$) présente un minimum de $0.89 \text{ GeV pb}^{-1/2}$ à:

$$(\sqrt{s})_{opt} \simeq 2M_W + 0.5 \text{ GeV}$$

Afin de minimiser cette erreur, la stratégie optimale pour la prise de données de 1996 a consisté à fonctionner à une énergie dans le centre de masse proche de $(\sqrt{s})_{opt}$, soit:

$$(\sqrt{s})_{opt} \sim 161 \text{ GeV}$$

Le facteur de sensibilité statistique est relativement constant pour des valeurs de \sqrt{s} dans l'intervalle

$(\sqrt{s})_{opt} \pm 500 \text{ MeV}$, par ailleurs la masse du W en 1995 était déjà connue à un niveau de précision suffisant pour choisir l'énergie optimale de collision appropriée à la mesure de la section efficace au seuil.

Dans une approche plus complète, on peut considérer l'effet sur le choix de l'énergie optimale, de l'inclusion d'une efficacité, d'une pureté de sélection réalistes et des erreurs systématiques principales. Nous pouvons utiliser dans ce but l'estimation de ces quantités effectuée pendant le "Cern Workshop on Physics at Lep200". La première remarque importante est que l'erreur statistique due au signal est dominante, quels que soient les canaux de désintégration de la paire W^+W^- . Cette erreur s'écrivant comme:

$$\Delta M_W^{stat} = \left(\sqrt{\sigma_{WW}} \left| \frac{dM_W}{d\sigma_{WW}} \right| \right) \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \mathcal{P} \mathcal{L}}},$$

il apparait que le but des procédures de sélection est de maximiser le produit de l'efficacité et de la pureté $\varepsilon \mathcal{P}$. L'étude a également montré que l'erreur systématique liée à la soustraction du bruit de fond déplace légèrement la minimisation optimale de \sqrt{s} ($\sim +500 \text{ MeV}$). Cet effet est en partie compensé par une variation opposée ($\sim -500 \text{ MeV}$) due à l'incertitude systématique relative de l'efficacité de sélection. En conclusion, l'effet du bruit de fond résiduel sur le choix de l'énergie optimale est négligeable. L'étude a également souligné que la sélection des événements W^+W^- au seuil est beaucoup plus difficile qu'aux énergies plus élevées (où la mesure de M_W par reconstruction directe est plus adaptée), principalement en raison du rapport signal/bruit défavorable au seuil (environ 10 fois plus petit qu'à 192 GeV). Le canal purement hadronique s'avère le plus difficile à sélectionner à cause du bruit de fond $q\bar{q}$: ce processus possède une section efficace importante ($\sigma_{ee \rightarrow q\bar{q}} \sim 90 \sigma_{WW \rightarrow qq\bar{q}\bar{q}}$) et lorsqu'il est accompagné de l'émission de gluons durs, il produit un fond résiduel irréductible à 4 jets très semblable aux désintégrations hadroniques de W^+W^- .

3.7.2 Correction additionnelle à la mesure de la section efficace

Dans la description de la mesure de M_W au seuil, nous avons considéré jusqu'à présent la section efficace σ_{WW} extraite des diagrammes CC03. En réalité, comme nous l'avons vu précédemment, le signal observable est constitué par des états finaux à quatre fermions issus de diagrammes CC03 et de diagrammes additionnels dont les effets doivent être pris en compte.

Le premier point à noter est que ces diagrammes autres que CC03 ne contiennent pas deux W résonnants et, par conséquent, sont insensibles à un effet cinématique engendré par l'ouverture de l'espace de phase au seuil. Néanmoins, une correction au nombre d'événements observés doit être appliquée pour soustraire l'effet des diagrammes 4f supplémentaires et leurs interférences. L'avantage d'utiliser la section efficace CC03 plutôt que la section efficace totale 4f vient du fait que cette dernière n'est pas facilement mesurable ni précisément calculable et dépend souvent de l'espace de phase initial (effet des coupures à la génération des événements).

En pratique, les corrections appliquées sont calculées à l'aide de programmes Monte-Carlo utilisés pour générer des événements dans le cas CC03 et dans le cas 4f. La procédure utilisée pour définir la section efficace CC03 [81] consiste à introduire un facteur multiplicatif tel que:

$$\sigma_{CC03} = \frac{N_{sel} - \mathcal{L} \sigma_{bdf}}{\varepsilon_{CC03} \mathcal{L}} \left(\frac{\varepsilon_{CC03} \sigma_{CC03}^{MC}}{\varepsilon_{4f} \sigma_{4f}^{MC}} \right)$$

Nous remarquons que le facteur constant entre parenthèse dépend des quantités 4f seulement par l'intermédiaire du produit $\varepsilon_{4f} \sigma_{4f}^{MC}$. Ce dernier ne dépend pas des faibles coupures Monte-Carlo appliquées lors de la génération des événements car les coupures réelles expérimentales sont choisies plus strictement que les coupures Monte-Carlo. Enfin, ce facteur correctif, évalué pour chaque état final sera explicitement donné lors de l'évaluation des sections efficaces.

3.7.3 Sélection des événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ au seuil de production

Nous avons déjà vu que les trois topologies résultant de la désintégration de la paire W^+W^- étaient purement hadronique ($q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$), semileptonique ($q\bar{q}'l\nu$) ou purement leptonique ($l\nu l'\nu'$). Nous nous intéresserons au cours de cette section au deux premiers canaux de décroissance, ceux-ci représentant environ 8/9^{eme} du total. Les résultats concernant l'état final purement leptonique seront résumés à la fin de ce chapitre. Une première étape consiste à présélectionner les événements-signal WW à l'aide de coupures très simples semblables à celles utilisées pour l'étude de la production de paires de fermions.

La présélection appliquée à tous les lots d'événements impose les conditions suivantes:

$$\begin{aligned} N_{ch} &> 5 \\ E_{ch}/\sqrt{s} &> 0.1 \\ E_{trans}/\sqrt{s} &> 0.2 \\ E_{rad}/\sqrt{s} &< 0.45 \end{aligned}$$

Après ces coupures qui rejettent pratiquement tous les événements Bhabha ou $Z \rightarrow l^+l^-$ et ceux provenant des collisions photon-photon, une procédure de sélection spécifique à chaque état final ($qqqq$ et $qql\nu$) est appliquée.

a) Sélection des événements $W^+W^- \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$

Cet état final à quatre quarks illustré par la figure 3.9 représentant deux événements collectés dans Delphi, se caractérise expérimentalement par la présence d'au moins quatre jets hadroniques. Cette topologie finale à 4 jets est particulièrement caractéristique bien qu'une fraction des événements $W^+W^- \rightarrow \text{hadrons}$ (environ 10%) soit accompagnée d'un cinquième jet énergétique issu de l'émission finale QCD d'un gluon dur. Les événements constituant le signal possèdent une grande sphéricité, des jets spatialement bien séparés et une grande énergie visible répartie dans toute l'acceptance du détecteur. L'énergie manquante est engendrée par la production de neutrinos au cours du processus de fragmentation ou par des particules perdues dans les zones d'inefficacité du détecteur ou proche du tube à vide.

Le premier objectif de la sélection est de caractériser cette topologie multijets au moyen d'un algorithme de groupement de trace. Un grand nombre d'algorithme de clusterisation en jets existe [82]. Ceux-ci ont évolué au cours du temps en corrélation avec les développements théoriques de QCD (prise en compte d'effets d'ordres supérieurs et processus d'exponentiation QCD, amélioration de la description de l'évolution des gerbes partoniques ainsi que de la dynamique non perturbative de la phase d'hadronisation). Quel que soit le type d'algorithme envisagé, celui-ci doit obéir à des propriétés de robustesse et de facilité de description d'états finaux hadroniques et doit permettre d'établir une étroite correspondance entre les distributions de l'état final constitué de quarks et de gluons et les distributions expérimentalement accessibles.

Rappelons brièvement les propriétés des principaux algorithmes nécessaires à la reconstruction de l'état final le plus sensible à la clusterisation, l'état final hadronique $W^+W^- \rightarrow 4q$. A partir d'un ensemble de traces (objets) observées, l'algorithme associe la paire de traces (ij) formant la plus petite distance relative d_{ij} afin de constituer un nouvel objet unique. L'opération est répétée de manière itérative (en utilisant un schéma de combinaison défini) tant que la nouvelle distance est inférieure à une valeur de coupure d_{cut} . Le nombre d'objets finaux non recombinaisonnés (i.e. possédant chacun une distance relative supérieure à d_{cut}) constitue le nombre de jets naturels de l'événement. Le paramètre de résolution d_{ij} caractérisant la méthode de combinaison des principaux algorithmes de jets est indiqué dans le tableau 3.2 et le schéma d'assignation dans la table 3.3.

3.7. DÉTERMINATION DE M_W PAR LA MESURE DE LA SECTION EFFICACE σ_{WW} AU SEUIL 141

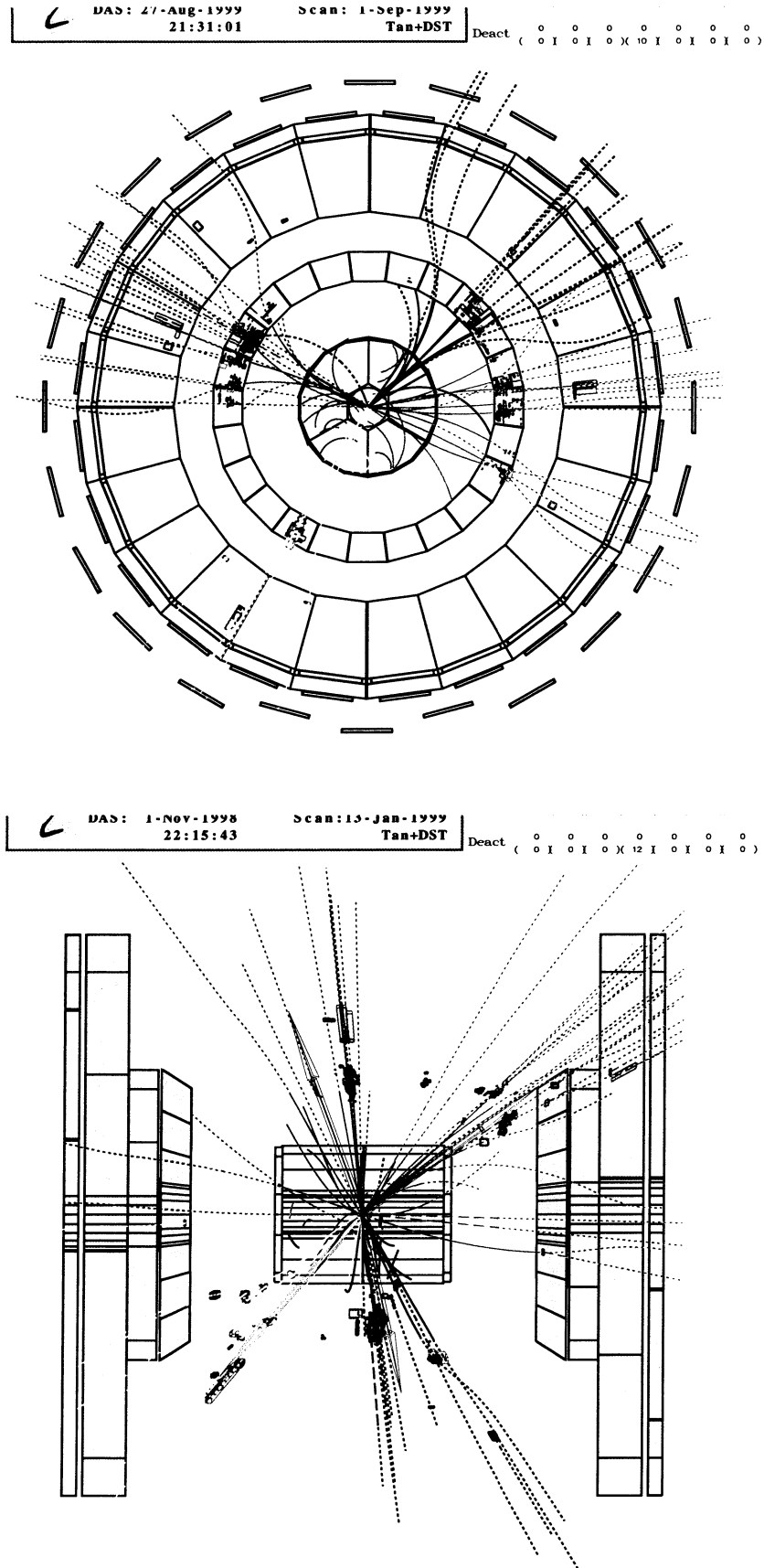


FIG. 3.9: Vues transversale et longitudinale de deux événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ observés dans le détecteur Delphi.

Algorithme	Paramètre d_{ij}	Propriétés
LUCLUS	$\frac{2 \vec{p}_i ^2 \vec{p}_j ^2(1 - \cos \theta_{ij})}{(\vec{p}_i + \vec{p}_j)^2 E_{vis}^2}$	\simeq impulsion transverse normalisée des 2 objets
JADE	$\frac{2E_i E_j (1 - \cos \theta_{ij})}{E_{vis}^2}$	\simeq masse invariante normalisée de l'objet
DURHAM (k_\perp)	$\frac{2\min(E_i^2, E_j^2)(1 - \cos \theta_{ij})}{E_{vis}^2}$	\simeq impulsion transverse normalisée
CAMBRIDGE	idem k_\perp + réordonnancement angulaire + retrait	d'un objet de basse énergie

TAB. 3.2: Définition des différents algorithmes de construction de jets.

Schéma	Combinaison	Propriétés
E	$p_{ij} = p_i + p_j$	Somme des quadri-impulsions, conservation de ΣE et $\Sigma \vec{p}$
E_0	$E_{ij} = E_i + E_j$	jets de masse nulle
	$\vec{p}_{ij} = \frac{E_{ij}}{ \vec{p}_i + \vec{p}_j }(\vec{p}_i + \vec{p}_j)$	conservation de ΣE , non conservation de $\Sigma \vec{p}$
p	$\vec{p}_{ij} = \vec{p}_i + \vec{p}_j$	jets de masse nulle
	$e_{ij} = \vec{p}_{ij} $	conservation de $\Sigma \vec{p}$, non conservation de ΣE

TAB. 3.3: Résumé des schémas de combinaison et des propriétés cinématiques des algorithmes de construction de jets.

LUCLUS [83] est le plus ancien des algorithmes utilisés. Le paramètre de résolution est basé sur le moment transverse des deux particules par rapport à la direction résultant de la somme des impulsions de ces particules (dans l'approximation θ_{ij} petit). LUCLUS peut effectuer une étape intermédiaire lors de l'association des particules aux jets: il se peut qu'après association de deux jets intermédiaires, une trace appartenant à un autre jet soit plus proche du nouveau jet formé. Pour éviter ce genre de situation, après le regroupement de deux jets, toutes les particules de l'événement sont réassociées à leur jet le plus proche. Cette procédure qui privilégie les traces énergiques pour former les directions des jets est un excellent estimateur pour la reconstruction angulaire des partons. L'algorithme JADE [84] repose sur un paramètre de résolution fondé sur la masse invariante de l'objet. Cet algorithme a été utilisé pour l'étude des événements à 3 jets (qqg) à PETRA afin de mesurer la constante de couplage forte α_s . JADE peut toutefois présenter des problèmes d'instabilité en raison du choix de la masse invariante comme critère de séparation des objets: en général, les particules ont tendance à constituer des agglomérats de masse invariante proche dans la région centrale des faibles impulsions, le processus de clusterisation a donc tendance à débiter au centre de l'événement et seulement après à s'élargir pour inclure les particules de moment élevé. Ainsi, au lieu de clusteriser les particules de faible impulsion autour des directions privilégiées données par les particules de grande impulsion, la mesure de masse invariante favorise la clusterisation des particules rapides autour des particules de basse impulsion constituant parfois des gluons mous représentant des jets artificiels sans lien avec les partons. La correction de ces problèmes a donné naissance aux algorithmes DURHAM (parfois appelé k_\perp) [85] et plus récemment CAMBRIDGE [86] qui, pour mieux prendre en compte les effets d'émission de gluons mous, applique une méthode itérative différente pour l'association des particules: l'algorithme débute avec N objets primaires puis sélectionne parmi eux les objets i et j les plus proches en angle. L'algorithme recherche en priorité les paires (ij) minimisant la quantité $2(1 - \cos \theta_{ij})$ (réordonnancement angulaire) puis teste la distance relative choisie pour DURHAM. Si $d_{ij} < d_{cut}$, les objets i et j sont combinés (en utilisant le schéma de combinaison E) et dans le cas contraire, l'objet le moins énergétique de la paire (ij) est enregistré comme un jet définitivement retiré de la liste des objets à associer alors que l'autre objet est à nouveau introduit dans la liste des

Coupure	valeur
$\sqrt{s'}$	$> 115 \text{ GeV}$
$d_{join}(3, 4)$	$> 6.5 \text{ GeV}$
D	$> 0.013 \text{ GeV}^{-1}$
N_{ch}^i	> 3

TAB. 3.4: Critères de sélection des événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ à 161 GeV.

Efficacité	61.3%
Pureté	77.8%
$\sigma_{bdf}(q\bar{q})$	0.58 pb
$\sigma_{bdf}(ZZ)$	0.02 pb
$\sigma_{bdf}(Zee)$	0.01 pb
$\sigma_{bdf}(WW \rightarrow l\nu q)$	0.004 pb
$\sigma_{bdf}(We\nu, \gamma\gamma, ll\gamma)$	négligeable
$\sigma_{bdf}(total)$	0.61 pb

TAB. 3.5: Performances de la sélection des événements $WW \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ à 161 GeV.

particules à associer. Cette méthode est appelée méthode du “retrait” (ou “soft-freezing”).

Afin de choisir un algorithme pour la sélection des événements $W^+W^- \rightarrow 4q$, nous avons testé les différentes possibilités en regardant l’efficacité de sélection hadronique en fonction de sa pureté et en comparant les distributions Monte-Carlo avec les données (pour des variables telles que le nombre de jets reconstruits, la multiplicité et l’énergie des jets, les masses invariantes, etc). Compte tenu de la statistique disponible, toutes les distributions Monte-Carlo se trouvent être en accord raisonnable avec celles des données, aussi avons nous choisi l’algorithme maximisant le produit $\varepsilon\mathcal{P}$, i.e. l’algorithme LUCLUS.

Le bruit de fond principal du canal de désintégration hadronique étant fourni par les événements $qq(g)$, il est impératif de réduire ce dernier dans de fortes proportions. La grande majorité des événements $q\bar{q}\gamma$ correspondant au retour radiatif peut être éliminée à l’aide d’une coupure en énergie réduite $\sqrt{s'}$. La topologie en 4 jets minimum est retenue en effectuant une coupure sur la quantité $d_{join}(3, 4)$ (définie comme la distance minimale restante transformant l’événement de 3 à 4 jets reconstruits) qui élimine les bruits de fond n’ayant pas un grand nombre naturel de jet. Le bruit de fond résiduel est essentiellement composé d’événements provenant de paires de quarks accompagnées de gluons suffisamment énergiques pour engendrer des jets supplémentaires. Une grande partie de ce fond est constitué de gluons additionnels localisés préférentiellement à proximité du quark émetteur et d’énergie moyenne plus faible que celle des quarks. Il peut en conséquence être supprimé à l’aide d’une variable discriminante visant à maximiser la quantité:

$$D = \theta_{min} \frac{E_{min}}{E_{max}(E_{max} - E_{min})}$$

où $E_{max}(E_{min})$ est l’énergie du jet le plus (moins) énergétique de l’événement et $\theta_{min} = \min(\theta_{ij})$ avec θ_{ij} l’angle entre le jet i et le jet j . La dernière coupure requise est la multiplicité chargée minimale des jets. Les valeurs des coupures appliquées à 161 GeV sont regroupées dans le tableau 3.4. L’effet de l’application successive de ces critères sur les distributions Monte-Carlo et sur les données est illustré par la figure 3.10.

L’application de l’ensemble des critères conduit à une efficacité de sélection globale du signal hadronique de $\varepsilon = 61.3\%$ associé à une pureté de 77.8%. Le fond résiduel irréductible s’élève à 0.61 pb et est majoritairement composé d’événements $q\bar{q}g$ (0.58 pb). L’ensemble des performances est détaillé dans le tableau récapitulatif 3.5.

Comme indiqué au début de ce chapitre, il est nécessaire de corriger l’efficacité de sélection estimée avec des événements CC03 des effets dus à l’inclusion des diagrammes à 4 fermions finaux. Ces derniers ont été quantifiés dans la référence [81] en comparant la variation de l’efficacité entre les lots générés avec le programme EXCALIBUR (4 fermions) et les lots générés avec le programme PYTHIA (CC03). La conclusion de l’étude est que pour le canal 4q, le facteur de correction

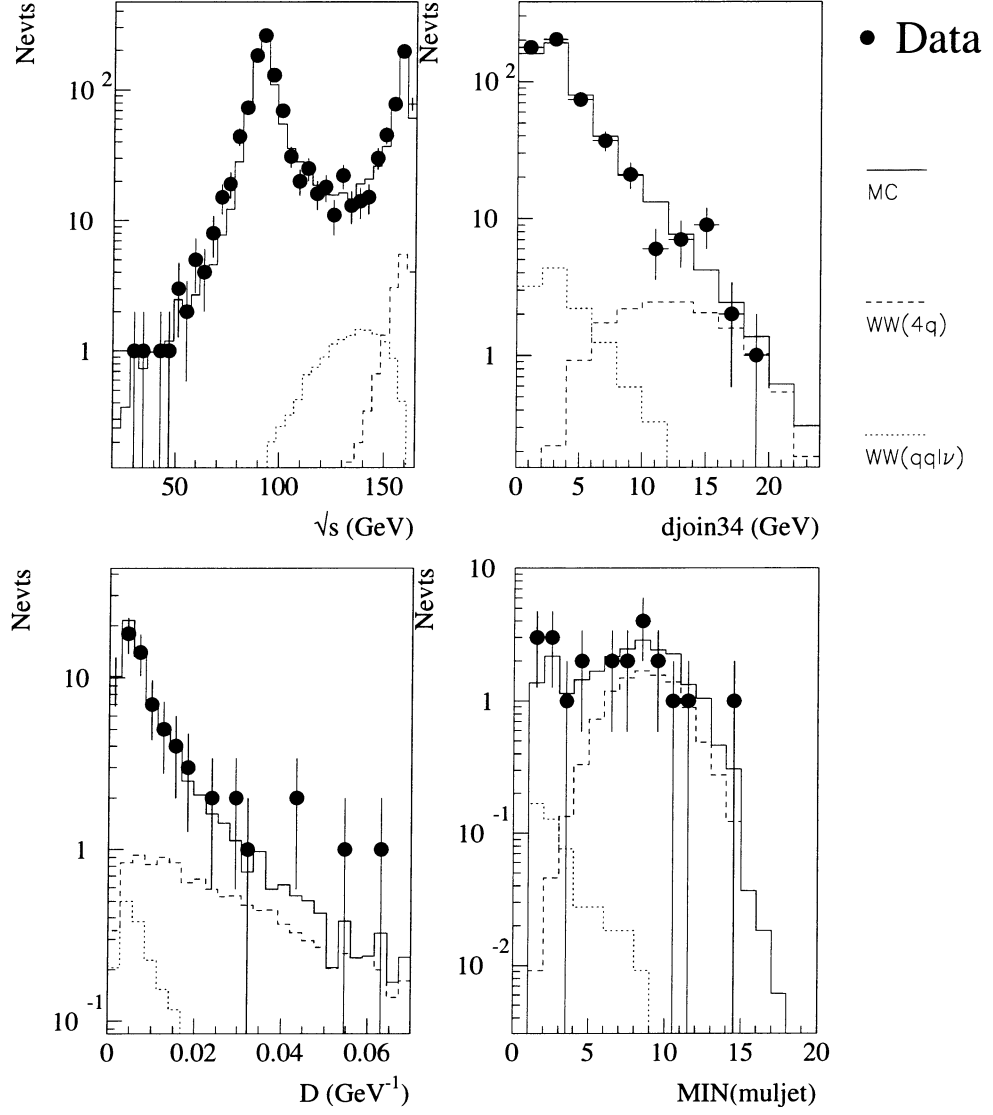


FIG. 3.10: Sélection des événements candidats $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow qqqq$ à $\sqrt{s} = 161$ GeV. Les critères de sélection sont successivement appliqués dans les distributions de l'énergie réduite, de djoin(3,4), de D et de la multiplicité minimale des jets. La sélection finale aboutit à 15 candidats hadroniques.

$(\varepsilon_{CC03}\sigma_{CC03}^{MC}/\varepsilon_{4f}\sigma_{4f}^{MC})$ est stable avec l'énergie de collision (ceci jusqu'à 200 GeV) et très proche de l'unité, indiquant par là même que les effets d'interférence dans ce canal sont mineurs. A 161 GeV, le facteur correctif vaut 0.996 pour le canal de désintégration hadronique.

b) Sélection des événements $W^+W^- \rightarrow l\nu qq, l = e^\pm, \mu^\pm, \tau^\pm$

L'état final semileptonique résulte de la désintégration de l'un des deux W en un lepton chargé et un neutrino et de l'autre W en une paire $q\bar{q}'$. Il est caractérisé par une multiplicité élevée, par la présence d'un lepton énergétique isolé, par une impulsion manquante importante emportée par le neutrino et par deux ou trois jets hadroniques issus des quarks originels.

La sélection de ces événements repose sur la recherche des leptons chargés avec la plus grande efficacité possible, puis elle se poursuit à l'aide de variables topologiques. Suivant la nature du lepton recherché (électron, muon ou tau), la signature dans l'appareillage est différente: les électrons et muons, stables dans l'acceptance du détecteur, engendrent principalement des traces uniques. En revanche, le tau instable doit être recherché au travers du produit de sa désintégration: le canal majoritaire ($\simeq 84.7\%$) à une particule chargée ("1 prong") accompagnée de particules neutres et du lepton ν_τ (ex: $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau = 17.8\%)$, $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau = 17.4\%)$, $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau = 11.1\%)$; le canal à 3 particules chargées ("3 prongs") accompagnées de particules neutres et de ν_τ ($\mathcal{B}(\tau \rightarrow 3prongs + neutres + \nu_{tau}) = 15.2\%$); les autres modes résiduels étant très faibles.

La sélection des événements $W^+W^- \rightarrow l\nu qq$ est donc divisée en deux procédures distinctes: l'une optimisée pour la recherche des états finaux à un électron ou un muon, et l'autre pour les états finaux contenant un τ .

Sélection des événements $W^+W^- \rightarrow l\nu q\bar{q}, l = e^\pm, \mu^\pm$

La recherche d'un candidat électron ou d'un candidat muon requiert l'identification de ces particules au moyen de programmes adaptés. L'identification des muons repose sur le principe suivant: la plupart des hadrons étant arrêtés par le fer de l'aimant et le calorimètre hadronique, seuls les muons (d'énergie supérieure à 2 GeV) parviennent à atteindre les chambres à muons (MUB et MUF). Un candidat muon est identifié si la trace comporte des impacts dans les chambres à muons ou dans les cathodes du calorimètre hadronique, avec la distribution typique d'un muon. Un algorithme standard [87] réajuste la trace candidate en tenant compte des impacts dans la chambre à muons. La qualité de l'ajustement permet de classer le candidat muon suivant une probabilité d'identification faible, standard ou élevée. En raison de l'acceptance angulaire des chambres à muon, les muons ne sont identifiés que pour des angles polaires supérieurs à 10 degrés. L'efficacité de détection pour des muons de 45 GeV (pour une acceptance angulaire $\theta > 20^\circ$) est d'environ 75% pour une probabilité d'identification exigeante et d'environ 95% pour une identification moins sévère.

L'identification des électrons est plus délicate (environnement multitrace proche, possibilité de mauvaise identification avec un photon ou un pion, interaction de l'électron avec la matière avant d'atteindre les calorimètres, etc ...) et a substantiellement évolué dans Delphi après 1998 suite à l'introduction du nouveau système de trajectographie, en particulier dans la région avant. L'identification des électrons utilisée pour l'analyse des données collectées en 1996 était moins performante que celle qui va être décrite ci-après mais les principes restent inchangés. L'algorithme d'identification des électrons [88] est basé sur l'information calorimétrique délivrée par la HPC pour la partie tonneau et par le FEMC pour la partie bouchon. Dans l'acceptance angulaire du calorimètre central, un algorithme utilise la mesure de l'énergie déposée dans le calorimètre ainsi que le profil de la gerbe électromagnétique et l'ionisation spécifique dE/dx délivrée par la TPC. La comparaison entre l'énergie délivrée par le calorimètre et la mesure indépendante de l'impulsion venant de la reconstruc-

tion des trajectoires E/p fournit un outil puissant pour l'identification des électrons: Après correction des effets de radiation à l'avant du calorimètre et des petits effets de non-linéarité, le rapport E/p est proche de l'unité et indépendant de l'énergie de l'électron. La distribution du rapport E/p est paramétrée et convertie en une probabilité pour l'hypothèse "électron". L'association d'un dépôt d'énergie dans le calorimètre avec une trace chargée est réalisée dans un domaine angulaire de $\pm 2^\circ$ en angle polaire θ et dans un domaine angulaire asymétrique $[-2^\circ; +5^\circ]$ en ϕ pour tenir compte du fait que le champ magnétique a tendance à séparer en ϕ des particules de charge opposée. L'énergie de l'électron est estimée à l'aide d'une moyenne pondérée de l'impulsion de la trace réajustée (en excluant le détecteur OD afin de minimiser l'effet de l'énergie rayonnée derrière la TPC) et de l'énergie déposée dans la HPC (corrigée des effets de non uniformité (trous d'acceptance, effets de bord) et de non linéarité à basse énergie).

En ce qui concerne la région angulaire avant, la présence de matériau ($\simeq 1X^0$ devant le FEMC et $> 2X^0$ entre 16° et 32°) dégrade l'efficacité de la procédure d'identification classique qui doit être remplacée par un algorithme spécifique. Ce dernier, essentiellement fondé sur l'information calorimétrique, réassocie les gerbes électromagnétiques du FEMC afin de tenir compte de la détérioration liée à la présence de matériau. Afin d'associer le nouveau dépôt électromagnétique obtenu à une trace chargée, la position et la direction de la gerbe sont extrapolées suivant une trajectoire hélicoïdale (avec les hypothèses de charge positive ou négative) jusqu'au premier point de mesure de la trace. La compatibilité en impulsion et en localisation spatiale est alors vérifiée. L'efficacité de la procédure d'identification des électrons est comprise entre 45% et 85% pour des impulsions d'électron supérieures à 3 GeV.

Il s'agit maintenant de retenir, pour chaque événement, un ensemble de traces identifiées susceptibles d'être chacune un lepton chargé provenant de la désintégration leptonique d'un W . Les traces chargées retenues comme candidat lepton (e ou μ) sont:

- celles qui peuvent être associées à une identification muon minimale,
- celles qui ont une énergie électromagnétique associée minimale et une énergie hadronique ne dépassant pas un seuil maximal.

Parmi l'ensemble des traces candidates lepton obtenues, une seule sera retenue, celle correspondant au critère d'un lepton énergétique et isolé. Pour ce faire, pour chaque trace candidate i , une variable discriminante D_i est construite à l'aide de l'énergie de la trace E_i et de son angle d'isolation ($\theta_{isol,i}$) défini comme l'angle entre la trace i et la trace chargée la plus proche:

$$D_i = E_i \times \theta_{isol,i}$$

La trace candidate retenue est celle qui maximise D_i . Cette procédure retrouve avec une bonne efficacité ($\sim 85\%$) [89] le lepton (e, μ) provenant de la décroissance semileptonique d'une paire W^+W^- . Le système constitué de l'impulsion manquante et du lepton chargé sera appelé "système leptonique" et celui constitué par l'ensemble des autres traces "système hadronique". Ce dernier est constitué par un ensemble dijet obtenu à l'aide de l'algorithme LUCCLUS. Les variables utilisées pour la sélection sont:

- la direction et la valeur absolue de l'impulsion manquante (θ_{miss} et p_{miss}),
- la masse des systèmes hadronique et leptonique (m_h et m_l),
- l'énergie contenue dans un cône de 10° degrés autour du lepton chargé (E_{cone}),
- l'énergie du lepton chargé,
- la distance minimale de séparation 2jets-3jets ($d_{join}(2,3)$).

Les événements pour lesquels un muon a été trouvé contiennent une proportion beaucoup moins élevée de bruit de fond que ceux pour lesquels un électron a été détecté. Il est donc judicieux d'optimiser des valeurs de coupures différentes suivant la saveur du lepton mesuré mais aussi l'énergie de

collision ainsi que la qualité de l'identification leptonique. Le diagramme récapitulant la procédure de sélection des événements semileptoniques (optimisée à une énergie de collision de 189 GeV) est indiquée dans la figure 3.13.

A 161 GeV, les événements candidats $\mu\nu qq$ doivent avoir un muon bien identifié de plus de 15 GeV, une impulsion manquante > 20 GeV et $15^\circ < \theta_{miss} < 165^\circ$, $d_{join}(2, 3) > 4$ GeV, $m_l > 50$ GeV et $E_{cone} < 5$ GeV.

Pour les candidats $e\nu qq$, des critères similaires sont appliqués avec des valeurs de coupure un peu différentes (dépendant de la qualité de l'identification de l'électron).

Sélection des événements $W^+W^- \rightarrow \tau\nu qq$

La désintégration du τ produit lors de la décroissance leptonique du W se manifeste principalement par un jet de traces de faible multiplicité ou par la trace d'un pion ou d'un kaon isolé (qui peut être accompagné d'un ou de plusieurs π^0 ou K^0) ou encore par un lepton (e ou μ) isolé d'énergie moyenne. La recherche d'un candidat τ s'effectue donc sous la forme générale d'un jet de faible multiplicité (éventuellement égale à 1). Les traces de l'événement sont d'abord regroupées en jet par LUCUS avec un faible paramètre de résolution ($d_{join} = 3$ GeV) afin de produire un assez grand nombre de petits jets. Parmi ceux là, le jet qui maximise la quantité E_i/M_i^2 (où E_i est l'énergie du jet et M_i sa multiplicité) est le jet retenu comme candidat issu de la désintégration du τ : il présente un bon compromis entre une faible multiplicité et une grande énergie et est correctement associé au τ réel dans environ 80% des cas. Les autres jets sont alors rassemblés en deux jets correspondant aux quarks de la décroissance hadronique du second W .

Les variables suivantes supplémentaires sont introduites pour discriminer le signal du bruit de fond:

- l'énergie électromagnétique associée au τ ,
- la masse du jet candidat τ ,
- la multiplicité chargée et totale du jet candidat τ ,
- l'acoplanarité (définie comme l'angle entre le τ et le plan défini par les directions des deux jets du système hadronique). Les valeurs des coupures dépendent de l'énergie de collision du lot analysé. A 189 GeV, celles-ci sont indiquées dans la figure 3.13.

La figure 3.11 illustre la procédure de sélection semileptonique à différents stades et montre la comparaison entre les distributions des principales observables réelles et simulées utilisées dans l'analyse. Les efficacités obtenues à 161 GeV valent 60.8%, 79.3% et 36.6% pour les événements de type $e\nu qq$, $\mu\nu qq$ et $\tau\nu qq$ respectivement, conduisant à une efficacité combinée de 57.4% pour l'ensemble des événements semileptoniques. Le détail des efficacités de sélection est représenté dans le tableau 3.6.

Canal	sélection $e\nu qq$	sélection $\mu\nu qq$	sélection $\tau\nu qq$	total
$e\nu qq$	60.8%	0%	43.5%	65.2%
$\mu\nu qq$	0.6%	79.3%	48.7%	83.9%
$\tau\nu qq$	4.6%	3.8%	36.6%	24.2%
$l\nu qq$	21.6%	27.5%	42.8%	57.4%

TAB. 3.6: Efficacités de sélection des événements semileptoniques à $\sqrt{s} = 161$ GeV.

Le bruit de fond résiduel s'élève à 0.29 pb, essentiellement dominé par le fond $q\bar{q}$ (0.25 pb), Zee (0.03 pb), ZZ (0.01 pb) et $W e\nu$ (< 0.01 pb).

La correction liée à la présence d'effets d'interférence des diagrammes 4f de l'état final $l\nu q\bar{q}$ a été évaluée [81] de la même manière que pour l'état final purement hadronique. Pour ce facteur correctif l'état final contenant un muon dépend peu de \sqrt{s} et est proche de l'unité (1.006 à $\sqrt{s} = 161$ GeV) comme il est attendu pour ce canal à très bas bruit de fond. En ce qui concerne l'état $e\nu qq$, un

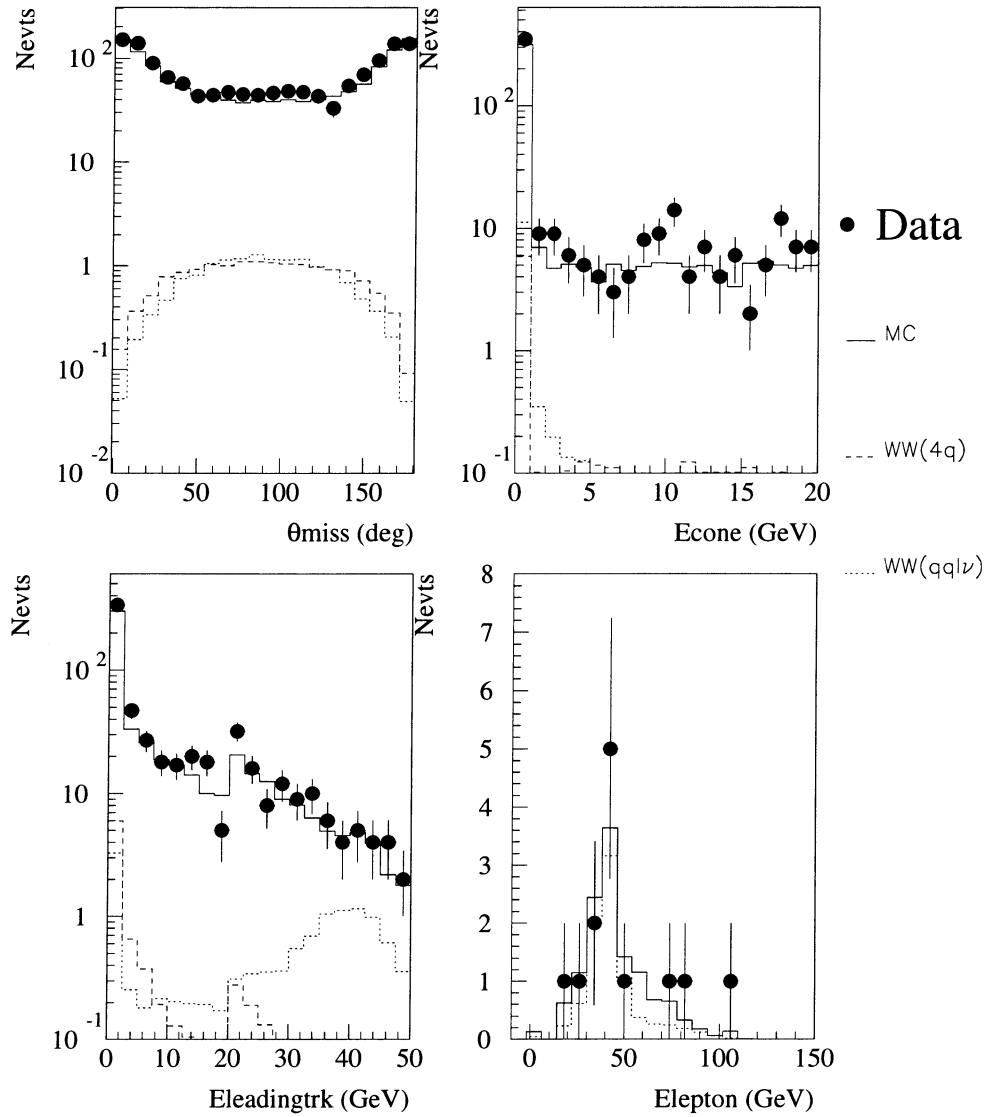


FIG. 3.11: Distributions des variables utilisées dans la sélection semileptonique à $\sqrt{s} = 161$ GeV. La première figure représente l'angle polaire de l'impulsion manquante après la préselection. La seconde figure illustre l'énergie déposée dans un cône de 10 degrés autour du candidat lepton après coupures. La troisième distribution représente l'énergie de la trace la plus énergique du jet candidat lepton. La quatrième distribution est l'énergie du lepton après sélection finale.

effet significatif intervient au seuil W^+W^- qui diminue rapidement lorsque l'énergie de collision \sqrt{s} augmente. Le facteur correctif introduit vaut donc 1.087 à $\sqrt{s} = 161 \text{ GeV}$ (il est proche de 1 au delà du seuil W^+W^-) et est essentiellement lié au fond $We\nu$ dont l'interférence est surtout sensible lors de l'ouverture de la production W^+W^- .

3.7.4 Résultats et interprétation à 161 GeV

a) Sections efficaces au seuil de production des paires W^+W^-

La section précédente a montré comment les états finaux hadroniques et semileptoniques pouvaient être sélectionnés. Appliquées au lot de données collectées en 1996, ces procédures de sélection conduisent à 15 événements candidats $W^+W^- \rightarrow qq\bar{q}\bar{q}$ et 13 candidats $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}l\nu$. Le canal de désintégration purement leptonique $W^+W^- \rightarrow l\nu l\nu$ n'a pas été étudié dans ce mémoire mais la procédure utilisée par Delphi est décrite dans la publication en annexe. Le nombre de candidats $l\nu l\nu$ s'élève à deux.

A partir des chiffres indiqués ci-dessus et connaissant les efficacités, la luminosité intégrée et le bruit de fond résiduel, il est possible de calculer les sections efficaces à $\sqrt{s} = 161 \text{ GeV}$:

$$\sigma(W^+W^- \rightarrow qq\bar{q}\bar{q}) = 1.47 \pm 0.64(\text{stat}) \text{ pb}$$

$$\sigma(W^+W^- \rightarrow l\nu q\bar{q}) = 1.78 \pm 0.63(\text{stat}) \text{ pb}$$

Il est toutefois préférable, compte tenu de la faible statistique du signal, d'ajuster une distribution Monte-Carlo (de la variable D) par rapport à la distribution du signal afin de prendre en compte les erreurs asymétriques. Cette approche a été utilisée dans la publication en annexe (avec une sélection du canal semileptonique différente de celle de ce mémoire) et conduit à:

$$\sigma(W^+W^- \rightarrow qq\bar{q}\bar{q}) = 1.56^{+0.67}_{-0.55}(\text{stat}) \text{ pb}$$

$$\sigma(W^+W^- \rightarrow l\nu q\bar{q}) = 1.77^{+0.67}_{-0.55}(\text{stat}) \text{ pb}$$

$$\sigma(W^+W^- \rightarrow l\nu l\nu) = 0.31^{+0.39}_{-0.24}(\text{stat}) \text{ pb}$$

Les mesures de sections efficaces totales précédentes pour tous les états finaux peuvent être combinées pour fournir une mesure de la section efficace totale de production de paires W^+W^- à $\sqrt{s} = 161.3 \text{ GeV}$. En utilisant les rapports d'embranchement prédits par le Modèle Standard ($\mathcal{B}(W^+W^- \rightarrow l\nu q\bar{q}) = 43.6\%$, $\mathcal{B}(W^+W^- \rightarrow qq\bar{q}\bar{q}) = 46.0\%$, $\mathcal{B}(W^+W^- \rightarrow l\nu l\nu) = 10.4\%$), on obtient:

$$\sigma(W^+W^-) = 3.67^{+0.97}_{-0.85}(\text{stat}) \text{ pb}$$

b) Erreurs systématiques

Les différentes contributions de l'incertitude systématique totale ont été estimées pour les sections efficaces hadroniques et leptoniques:

- La luminosité, mesurée avec une incertitude relative de 0.5% induit une erreur commune $\Delta(\sigma_{WW}) = 0.01 \text{ pb}$ à $\sqrt{s} = 161 \text{ GeV}$.
- L'incertitude systématique du canal de désintégration hadronique $WW \rightarrow 4q$ est essentiellement composée de l'erreur sur le bruit de fond résiduel $\Delta\sigma_{bdf}/\varepsilon_{WW}$. Elle comprend l'erreur issue de la valeur de la section efficace théorique (1%) ainsi que l'erreur associée à la sélection de la catégorie particulière d'événements hadroniques résiduels, des événements $q\bar{q}g$ assez rares puisque formés d'au moins 4 jets et donc souvent imparfaitement décrits par les modèles phénoménologiques de fragmentation. Afin de contrôler cette erreur, la même analyse [89] a été appliquée aux données collectées à Lep1

en supprimant la coupure en $\sqrt{s'}$ (qui n'a plus lieu d'être à $\sqrt{s} = M_Z$), en diminuant la coupure en multiplicité (car la multiplicité moyenne d'un événement évolue comme le logarithme de l'énergie de collision), en réajustant la coupure sur $d_{join}(3,4)$ (de sorte que le taux d'événements à 4 jets reste constant avec \sqrt{s}) ainsi que la coupure sur la variable discriminante D_l . Il a été ainsi mis en évidence que la proportion des événements $q\bar{q}$ sélectionnés était sous-estimée de 6% dans le Monte-Carlo avec une erreur sur cette incertitude de 2%. La dernière contribution liée au bruit de fond est la statistique du Monte-Carlo. L'erreur totale obtenue sur le fond résiduel s'élève à $\Delta\sigma_{bdf} = 0.07 \text{ pb}$. L'erreur systématique du fond résiduel du canal de désintégration semileptonique est essentiellement due à l'identification du candidat lepton. Sa contribution a été estimée à $\Delta\sigma_{bdf} = 0.045 \text{ pb}$.

- La méthode de variation des valeurs de coupure de la sélection hadronique conduit à $\Delta\varepsilon/\varepsilon = 2\%$. L'erreur systématique relative de l'efficacité de sélection semileptonique vaut quant à elle $\Delta\varepsilon/\varepsilon = 2.5\%$.

L'ensemble des résultats obtenus à $\sqrt{s} = 161 \text{ GeV}$ est récapitulé dans la table 3.7 (la sélection du canal purement leptonique reportée dans la table est celle de la publication Delphi).

\sqrt{s}	\mathcal{L}	canal hadronique ($qqqq$)				
(GeV)	(pb^{-1})	$\varepsilon(\%)$	σ_{bdf} (pb)	N_d	σ (pb)	
161.3	9.92	61.3 ± 2.0	0.61 ± 0.07	15	$1.56^{+0.67}_{-0.55} \pm 0.13$	
\sqrt{s}	\mathcal{L}	canal semileptonique ($lvqq$)				
(GeV)	(pb^{-1})	$\varepsilon(\%)$	σ_{bdf} (pb)	N_d	σ (pb)	
161.3	9.92	57.4 ± 3.0	0.290 ± 0.045	13	$1.78^{+0.67}_{-0.55} \pm 0.09$	
\sqrt{s}	\mathcal{L}	canal leptonique ($lvlv$)				combinaison
(GeV)	(pb^{-1})	$\varepsilon(\%)$	σ_{bdf} (pb)	N_d	σ (pb)	$\sigma(W^+W^-)$ (pb)
161.3	9.92	47.7 ± 3.0	0.06 ± 0.04	2	$0.31^{+0.39}_{-0.24} \pm 0.09$	$3.67^{+0.97}_{-0.85} \pm 0.19$

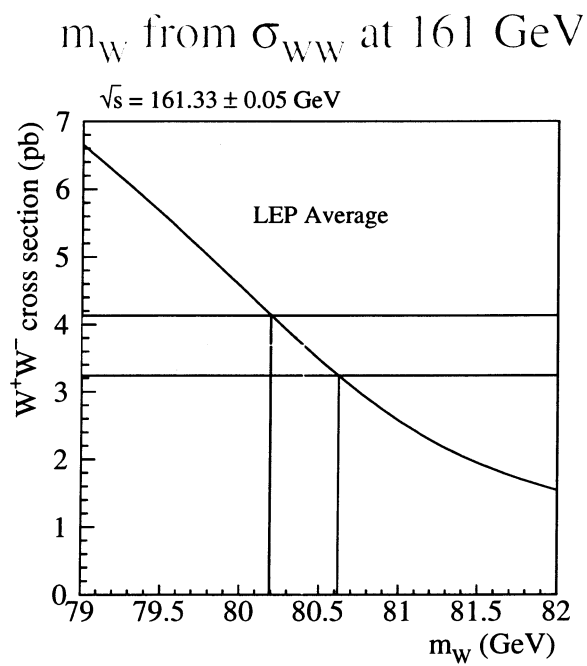
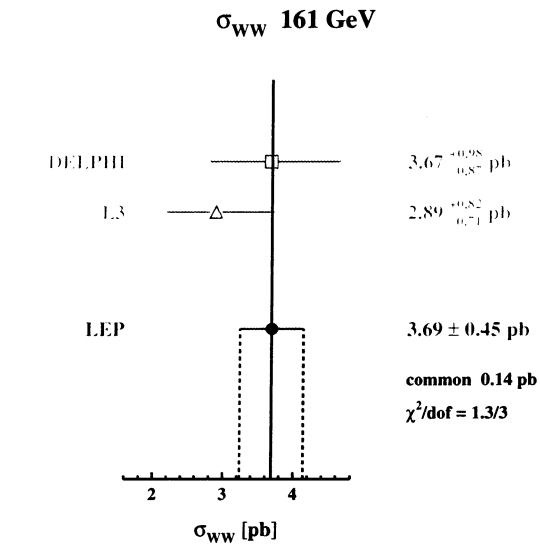
TAB. 3.7: Résumé des résultats des analyses effectuées dans les divers canaux de désintégration du processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ à $\sqrt{s} = 161 \text{ GeV}$.

c) Détermination de la masse du boson W

Comme il a été mentionné au chapitre précédent, la section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ au voisinage du seuil de production est très sensible à la valeur de la masse du boson W . Cette dernière peut en être inférée dans la mesure où une telle estimation n'est strictement valable que dans le cadre du Modèle Standard. Le générateur GENTLE est utilisé pour calculer la section efficace σ_{WW}^{CC03} à l'énergie de collision $\sqrt{s} = 161.3 \text{ GeV}$ avec une incertitude théorique qui, en 1996, a été estimée à 2%. D'autres générateurs (en particulier EXCALIBUR, restreint à sa configuration CC03) ont donné des résultats consistants avec GENTLE. De la valeur de section efficace mesurée dans la section précédente, on déduit directement la valeur de M_W :

$$M_W = 80.40 \pm 0.44(\text{stat.}) \pm 0.09(\text{sys.}) \pm 0.03(\text{LEP}) \text{ GeV}$$

où la première erreur dominante est l'incertitude statistique. Les incertitudes systématiques incluent l'ensemble des incertitudes décrites précédemment et l'incertitude théorique. L'erreur LEP provient de l'erreur sur l'énergie dans le centre de masse. La figure 3.12 représente les résultats des 4 expériences Lep et leur combinaison permettant de mesurer M_W par la méthode du seuil.



Final LEP 161 GeV W mass
LEP EW Working Group

FIG. 3.12: Sections efficaces du processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ pour les 4 expériences LEP et leur combinaison; la figure du bas indique la mesure de la masse du boson W qui en est déduite.

3.8 Les mesures de section efficace $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ au delà du seuil de production

L'analyse réalisée à $\sqrt{s} = 161 \text{ GeV}$ en 1996 a été renouvelée au cours des années de prise de données qui ont suivies à des énergies de collision croissantes atteignant plus de 200 GeV en 1999. Les procédures de sélection des événements hadroniques et semileptoniques ont été conservées à ceci près que les valeurs des coupures ont été adaptées à l'énergie dans le centre de masse afin de garantir un bon compromis entre efficacité et pureté. Ceci est illustré par le tableau 3.8 et la figure 3.13 représentant respectivement le détail des coupures de la sélection hadronique et la procédure de sélection semileptonique complète à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$, énergie dans le centre de masse pour laquelle la plus grande statistique annuelle d'événements W^+W^- a été enregistrée.

variable	coupeure
$\sqrt{s'} (\text{GeV})$	> 125
$d_{join}(3, 4)$	> 5.5
$N_{jet,i}$	> 3
$D (\text{GeV}^{-1})$	> 0.004
Efficacité (%)	85.7
Pureté (%)	73.6
$\sigma_{bdf} (\text{pb})$	2.32

TAB. 3.8: Valeurs des coupures et performances de la sélection hadronique à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ (la signification des variables est indiquée dans la section 3.7.2).

L'accord entre les données et le Monte-Carlo à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ pour des variables typiques utilisées dans les sélections est représenté dans les figures 3.14 et la figure 3.15. De l'application des procédures d'analyse, il résulte les valeurs des mesures et leurs erreurs indiquées dans le tableau 3.9 pour la sélection hadronique et dans le tableau 3.10 pour la sélection semileptonique en fonction de l'énergie dans le centre de masse \sqrt{s} .

$\sqrt{s} (\text{GeV})$	$\mathcal{L} (\text{pb}^{-1})$	$\varepsilon (\%)$	$\sigma_{bdf} (\text{pb})$	N_d	$\sigma(W^+W^- \rightarrow 4q) (\text{pb})$	$\sigma(SM) (\text{pb})$
172	10.09	86.2 ± 1.6	2.50 ± 0.15	64	$4.37 \pm 0.92 \pm 0.19$	5.54
183	47.44	86.0 ± 0.5	2.27 ± 0.14	401	$7.19 \pm 0.49 \pm 0.17$	7.08
189	152.45	85.7 ± 0.3	2.32 ± 0.09	1349	$7.62 \pm 0.28 \pm 0.12$	7.41
192	24.97	85.1 ± 0.5	2.17 ± 0.10	222	$7.90 \pm 0.70 \pm 0.13$	7.59
196	73.30	82.4 ± 0.5	2.10 ± 0.09	658	$8.35 \pm 0.42 \pm 0.13$	7.73
200	82.79	80.1 ± 0.5	2.03 ± 0.09	698	$7.99 \pm 0.40 \pm 0.13$	7.82
202	39.85	78.7 ± 0.5	1.97 ± 0.09	327	$7.92 \pm 0.58 \pm 0.13$	7.84

TAB. 3.9: Résultats des mesures de sections efficaces hadroniques en fonction de l'énergie de collision. La valeur donnée pour $\sqrt{s} = 172 \text{ GeV}$ inclut un facteur correctif de 0.980 traduisant les effets d'interférences des processus à 4 fermions.

L'incertitude sur l'efficacité de sélection est variable selon les lots analysés car elle reflète les accords ou les désaccords entre les données et la simulation et elle inclut également l'incertitude statistique provenant de la taille du lot Monte-Carlo simulé. A $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ et pour la sélection hadronique, l'erreur relative sur l'efficacité de sélection vaut 0.35%; en ce qui concerne la sélection semileptonique, l'erreur sur l'efficacité de sélection s'élève à 0.7% et inclut les imperfections de la description des observables et de l'identification des leptons modélisée dans le Monte-Carlo. L'incertitude sur le bruit de fond a été estimée en tenant compte de la statistique du Monte-Carlo, de

3.8. LES MESURES DE SECTION EFFICACE $E^+E^- \rightarrow W^+W^-$ AU DELÀ DU SEUIL DE PRODUCT.

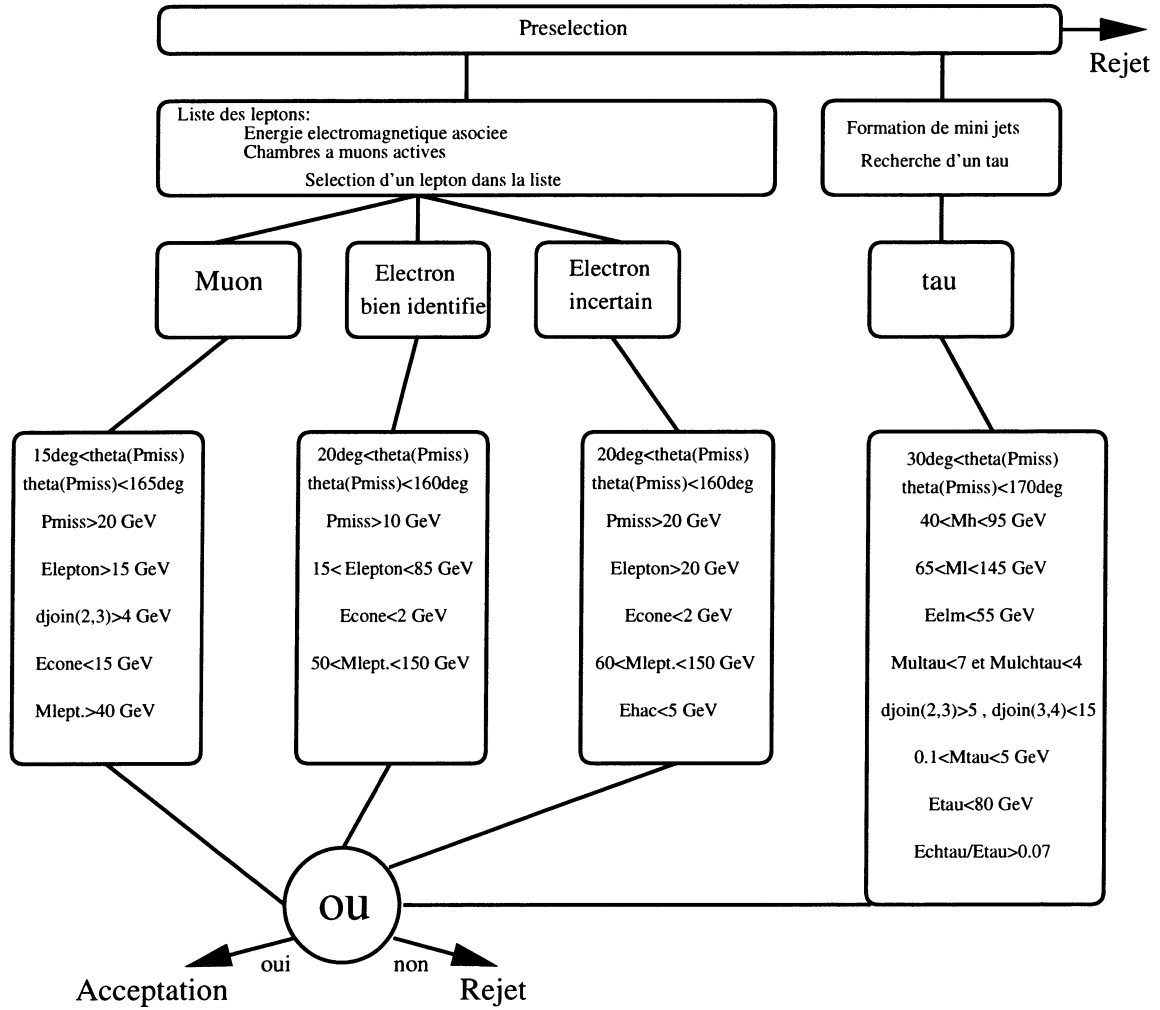


FIG. 3.13: Procédure de sélection des événements semileptoniques pour une énergie de collision de 189 GeV.

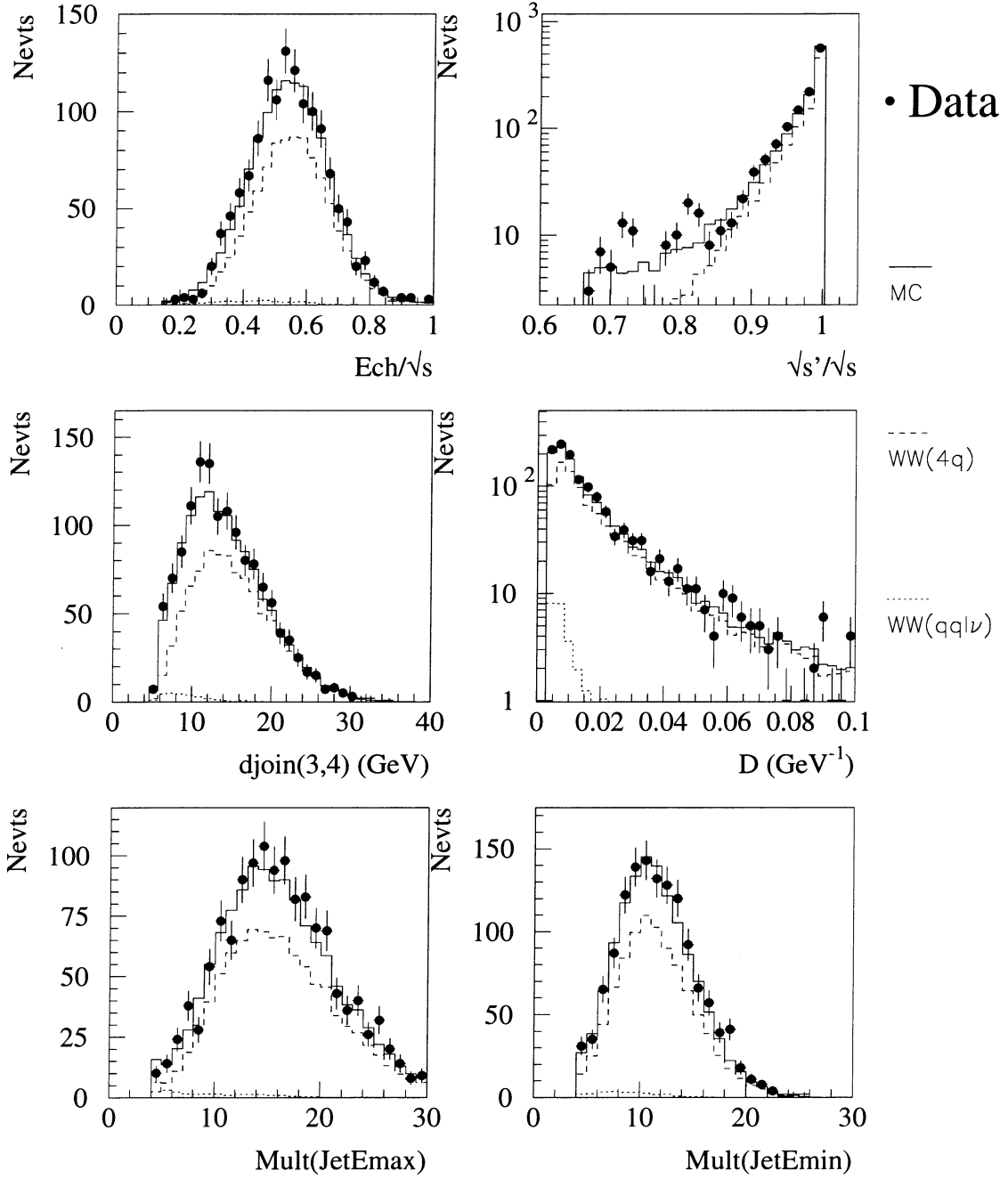


FIG. 3.14: Distributions des variables utilisées dans la sélection hadronique des événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ à $\sqrt{s} = 189$ GeV. Sont représentées, l'énergie chargée normalisée, l'énergie réduite normalisée, la variable de séparation 3-4 jets, la variable discriminante D et les multiplicités chargées des jets les plus et les moins énergiques.

3.8. LES MESURES DE SECTION EFFICACE $E^+E^- \rightarrow W^+W^-$ AU DELÀ DU SEUIL DE PRODUCT

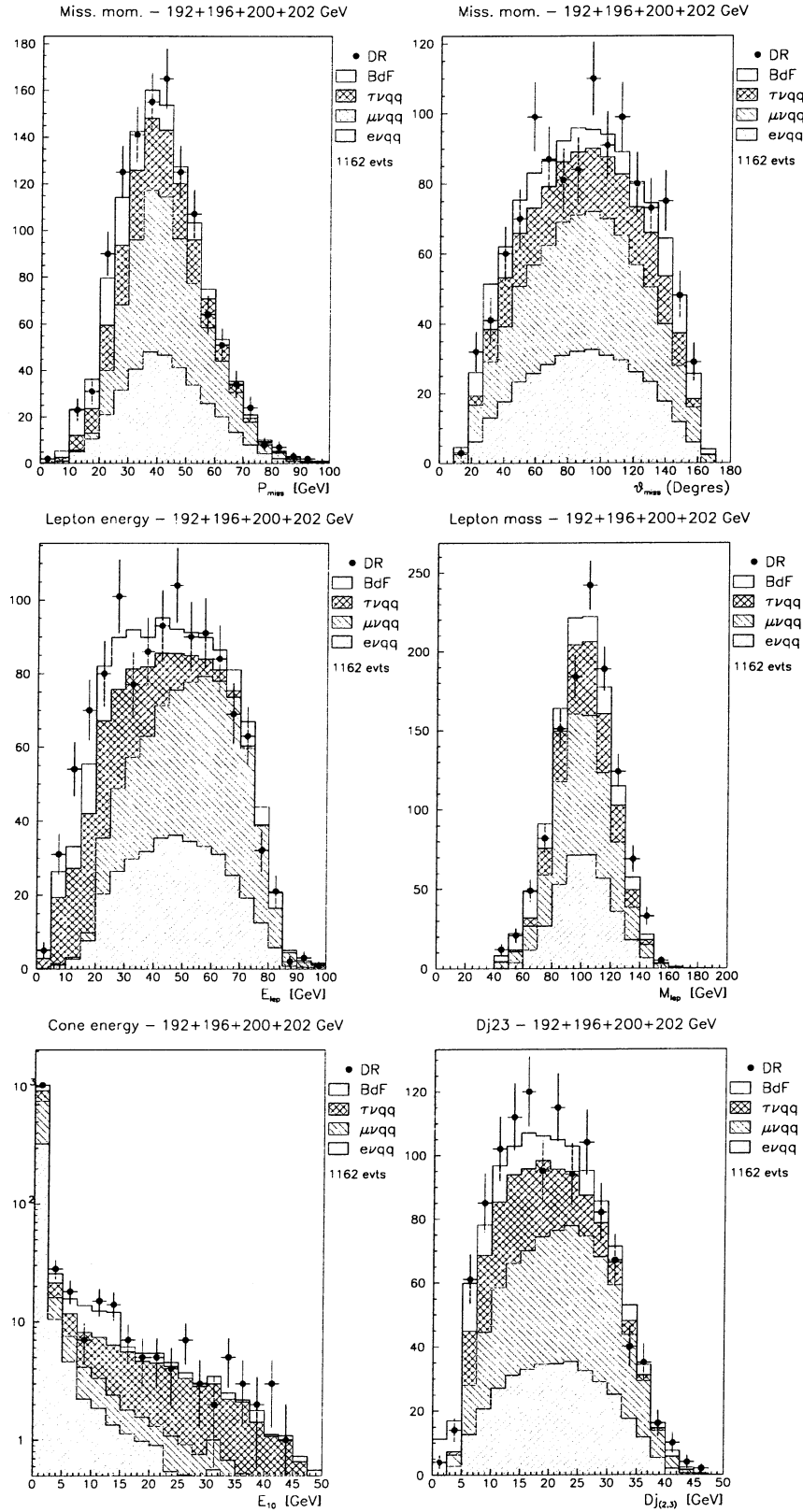


FIG. 3.15: Distributions des variables utilisées dans la sélection semileptonique des événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ pour des énergies de collision variant de 192 à 202 GeV (en 1999). Sont successivement représentés, l'impulsion et l'angle polaire de l'impulsion manquante, l'énergie du lepton, la masse du système leptonique, l'énergie déposée dans un cône de 10 degrés autour de la direction du lepton, la variable de séparation 2-3 jets.

\sqrt{s} (GeV)	\mathcal{L} (pb^{-1})	ε (%)	σ_{bdf} (pb)	N_d	$\sigma(WW \rightarrow l\nu qq)$ (pb)	$\sigma(SM)$ (pb)
172	10.09	62.9 ± 1.2	0.44 ± 0.08	39	$5.46 \pm 0.98 \pm 0.17$	5.25
183	47.44	69.9 ± 1.1	0.70 ± 0.13	254	$6.67 \pm 0.48 \pm 0.22$	6.71
189	152.45	65.2 ± 0.5	0.49 ± 0.09	743	$6.75 \pm 0.27 \pm 0.15$	7.04
192	24.97	65.1 ± 0.5	0.60 ± 0.11	123	$6.98 \pm 0.71 \pm 0.18$	7.19
196	73.30	64.5 ± 0.5	0.62 ± 0.12	405	$7.98 \pm 0.45 \pm 0.20$	7.32
200	82.79	63.7 ± 0.4	0.61 ± 0.12	428	$7.50 \pm 0.41 \pm 0.20$	7.41
202	39.85	64.7 ± 0.5	0.58 ± 0.11	206	$7.44 \pm 0.58 \pm 0.18$	7.43

TAB. 3.10: Résultats des mesures de sections efficaces semileptoniques en fonction de l'énergie de collision. La mesure finale reportée inclue le facteur correctif dû aux effets d'interférences avec les diagrammes à 4 fermions.

l'incertitude sur la section efficace théorique, de l'incertitude sur le facteur correctif éventuel des diagrammes additionnels, des différences résultant de l'emploi de générateurs d'événements ou de divers modèles de fragmentation. La luminosité, pour tous les lots analysés, est mesurée avec une incertitude relative de 0.5%. L'ensemble des mesures de sections efficaces réalisées par les expériences Lep jusqu'aux énergies maximales \sqrt{s} atteintes en 2000 a été combiné pour être confronté aux prédictions du Modèle Standard [91]. Lors de la combinaison des mesures (et pour $\sqrt{s} \geq 183$ GeV), la composante QCD de l'erreur systématique est complètement corrélée entre toutes les expériences et varie de 0.07 à 0.10 pb. L'accord entre les résultats du Lep et les prédictions du Modèle Standard est illustré par la figure 3.16. L'incertitude théorique (issue de l'approximation DPA) varie de 0.7% (pour des énergies de collision $\sqrt{s} \lesssim 170$ GeV) à 0.4% (pour $\sqrt{s} \gtrsim 200$ GeV).

d) Détermination des rapports d'embranchement semileptoniques

Le comptage du nombre d'événements issus des canaux de désintégrations semileptoniques $W^+W^- \rightarrow l\nu qq$ permet de déterminer les rapports d'embranchement $\mathcal{B}(W \rightarrow l\nu)$ où $l = e, \mu, \tau$ et de tester ainsi l'hypothèse de l'universalité leptonique. Pour se faire, on calcule la probabilité:

$$\mathcal{P} = \prod_{l=e,\mu,\tau} P_{l\nu qq}$$

où $P_{l\nu qq} = P_{l\nu qq}(N_l^{data}, N_l^{att}) = e^{-N_l^{att}} (N_l^{att})^{N_l^{data}} / N_l^{data}!$ représente la probabilité de Poisson d'observer N_l^{data} événements dans le canal $l\nu qq$ sélectionné pour un nombre d'événements attendus N_l^{att} . Ce dernier peut se réécrire en fonction des rapports d'embranchement comme:

$$N_l^{att} = \mathcal{L} \sigma^{tot} 2\mathcal{B}(W \rightarrow q\bar{q}') \sum_{l'=e,\mu,\tau} \mathcal{B}(W \rightarrow l'\nu) \varepsilon_{l'\nu qq,l} + \mathcal{L} \sigma_{bdf,l}$$

où \mathcal{L} représente la luminosité intégrée totale, σ^{tot} la section efficace totale CC03 mesurée, $\varepsilon_{l'\nu qq,l}$ l'efficacité de sélection du signal $l\nu qq$ pour les événements W^+W^- de type $l'\nu qq$ et $\sigma_{bdf,l}$ le bruit de fond résiduel du canal $l\nu qq$. Si l'on considère plusieurs énergies de collision:

$$N_l^{att} = \sum_{\sqrt{s}} N_l^{att}(\sqrt{s}) \quad \text{et} \quad N_l^{data} = \sum_{\sqrt{s}} N_l^{data}(\sqrt{s})$$

Afin d'effectuer un ajustement par une méthode de maximisation de \mathcal{P} , le rapport d'embranchement hadronique: $\mathcal{B}(W \rightarrow q\bar{q}')$ est fixé à sa valeur prédite par le Modèle Standard tandis que la contrainte:

$$1 - \mathcal{B}(W \rightarrow q\bar{q}') = \sum_{l=e,\mu,\tau} \mathcal{B}(W \rightarrow l\bar{\nu}_l)$$

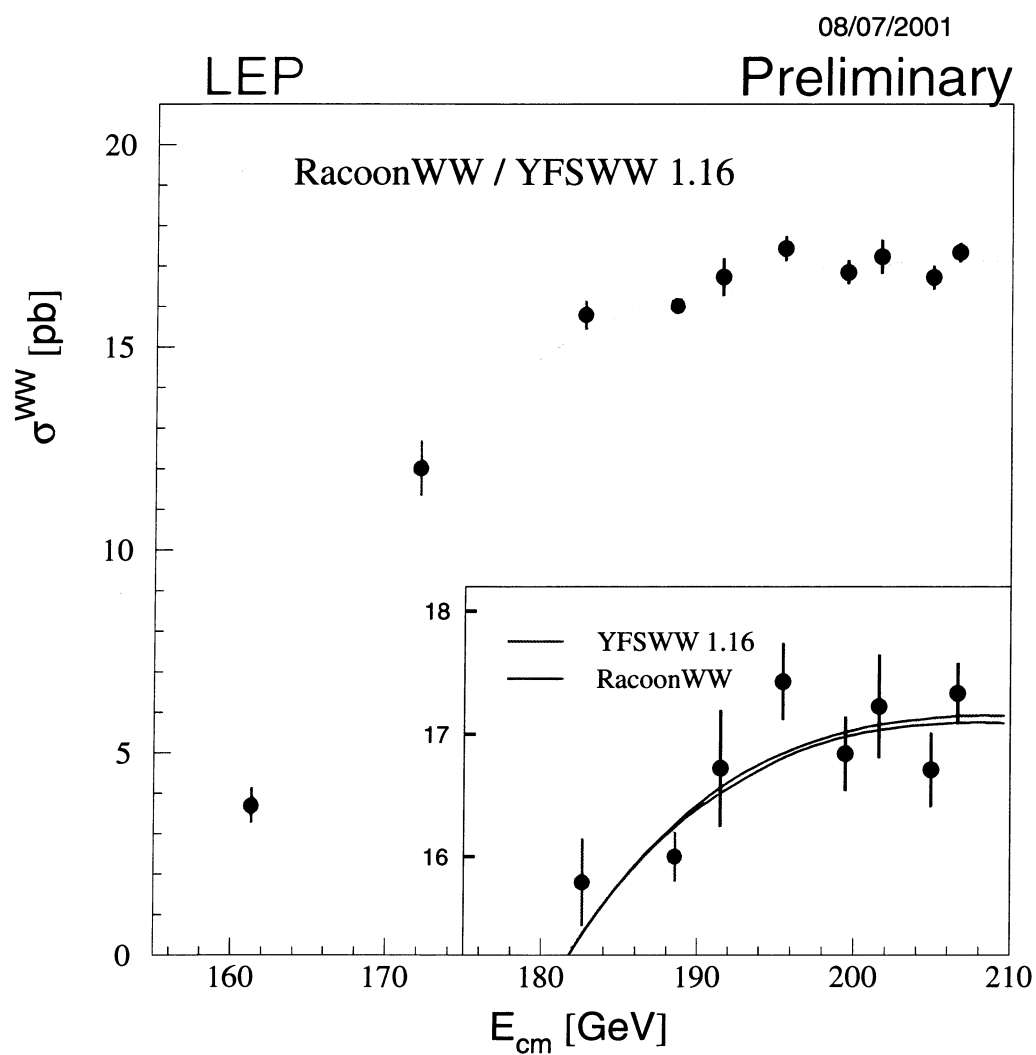


FIG. 3.16: Section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ en fonction de l'énergie de collision résultant de la combinaison de l'ensemble des expériences LEP.

réduit le nombre de paramètres de l'ajustement à deux.

Les résultats combinés pour les quatres expériences Lep de la détermination des rapports d'embranchement leptonique du W sont indiqués dans le tableau 3.11. Il apparait clairement que les valeurs obtenues sont compatibles avec l'hypothèse de l'universalité leptonique dans les décroissances de W . Par ailleurs, moyennant l'hypothèse d'universalité des couplages leptoniques, il est possible de mesurer le rapport d'embranchement de désintégration hadronique du W $\mathcal{B}(W \rightarrow q\bar{q}')$. Si l'on suppose que les deux W produits sont indépendants, les rapports d'embranchement de la paire W^+W^- se paramétrisent suivant:

$$\begin{aligned}\mathcal{B}(W^+W^- \rightarrow qq\bar{q}\bar{q}) &= \mathcal{B}(W \rightarrow q\bar{q}')^2 \\ \mathcal{B}(W^+W^- \rightarrow l\nu qq) &= 2\mathcal{B}(W \rightarrow q\bar{q}')(1 - \mathcal{B}(W \rightarrow q\bar{q}')) \\ \mathcal{B}(W^+W^- \rightarrow l\nu l'\nu) &= (1 - \mathcal{B}(W \rightarrow q\bar{q}'))^2\end{aligned}$$

L'expression de la fonction de vraisemblance peut maintenant être maximisée par rapport à deux paramètres libres: le rapport d'embranchement hadronique du W et la section efficace totale $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. Les valeurs $\mathcal{B}(W \rightarrow q\bar{q}')$ issues de la combinaison des quatre expériences Lep sont indiquées dans le tableau 3.11.

Expérience	Non universalité leptonique			Universalité leptonique $\mathcal{B}(W \rightarrow hadrons)$ (%)
	$\mathcal{B}(W \rightarrow e\bar{\nu}_e)$ (%)	$\mathcal{B}(W \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu)$ (%)	$\mathcal{B}(W \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau)$ (%)	
Aleph	10.95 ± 0.31	11.11 ± 0.29	10.57 ± 0.38	67.33 ± 0.47
Delphi	10.36 ± 0.34	10.62 ± 0.28	10.99 ± 0.47	68.10 ± 0.52
L3	10.40 ± 0.30	9.72 ± 0.31	11.78 ± 0.43	68.34 ± 0.52
Opal	10.40 ± 0.35	10.61 ± 0.35	11.18 ± 0.48	67.91 ± 0.61
Lep	10.54 ± 0.17	10.54 ± 0.16	11.09 ± 0.22	67.92 ± 0.27
MS	10.83	10.83	10.82	67.51

TAB. 3.11: Combinaison des mesures de rapports d'embranchement semileptoniques et hadronique des quatre expériences Lep. [5].

e) Détermination de l'élément de matrice CKM $|V_{cs}|$

Dans le cadre de MS, les rapports d'embranchement du boson W dépendent des six composantes $|V_{qq'}|$ de la matrice de mélange CKM (le quark top étant exclu). Le rapport d'embranchement leptonique du W peut s'écrire en fonction des composantes $|V_{qq'}|$ comme:

$$\mathcal{B}(W \rightarrow l\bar{\nu}_l)^{-1} = 3 \left[1 + (1 + \alpha_s(M_W^2)/\pi) \sum_{q=u,c; q'=d,s,b} |V_{qq'}|^2 \right]$$

où $\alpha_s(M_W^2)$ est la constante de couplage fort.

La combinaison des résultats Lep des rapports d'embranchement leptonique du W conduit alors à [5]:

$$\sum |V_{qq'}|^2 = 2.039 \pm 0.025 \pm 0.001$$

La première erreur provient de l'incertitude sur $\mathcal{B}(W \rightarrow l\bar{\nu}_l)$, la seconde erreur étant liée à $\Delta\alpha_s$. En utilisant la contrainte expérimentale [90] sur la somme des éléments de matrice:

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 + |V_{cd}|^2 + |V_{cb}|^2 = 1.0477 \pm 0.0074 ,$$

3.8. LES MESURES DE SECTION EFFICACE $E^+E^- \rightarrow W^+W^-$ AU DELÀ DU SEUIL DE PRODUCTION

la mesure des rapports d'embranchement leptoniques du W peut être réinterprétée comme une mesure de $|V_{cs}|$ [91], l'élément de matrice le moins connu:

$$|V_{cs}| = 0.996 \pm 0.013$$

L'erreur indiquée $\Delta(|V_{cs}|) = 0.013$ est dominée par l'erreur expérimentale sur les rapports d'embranchement du W . Cette mesure indirecte est complémentaire des résultats obtenus dans les désintégrations semileptoniques de mésons D (ces derniers étant obtenus avec une erreur relative de 15% dominée par la mauvaise connaissance des facteurs de forme hadroniques) et de ceux provenant de l'étiquetage charmé des produits de décroissance du W (obtenues avec une incertitude relative de 12%).

Conclusion:

La section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ a été mesurée pour les canaux de désintégration hadronique et semileptonique pour une énergie de collision \sqrt{s} variant du seuil de production (161 GeV) jusqu'à $\sqrt{s} = 202$ GeV. Un bon accord entre les mesures expérimentales et les prédictions du Modèle Standard a été obtenu. La mesure de la section efficace au seuil de production des paires W^+W^- a permis d'inférer la masse du boson W^\pm . Une étude semblable est envisageable au futur collisionneur e^+e^- Tesla et permettrait d'atteindre une précision de $\Delta M_W = 6 - 7$ MeV pour une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} [92]. Dans le cadre du Modèle Standard, les sections efficaces mesurées ont permis de déterminer les rapports d'embranchement du W ainsi que la composante $|V_{cs}|$ de la matrice CKM. La mesure de la section efficace de production de paires W^+W^- n'est qu'une des mesures possibles des taux de production des différents processus présents à Lep2: la figure 3.17 résume l'accord entre leur mesure et leur prédiction.

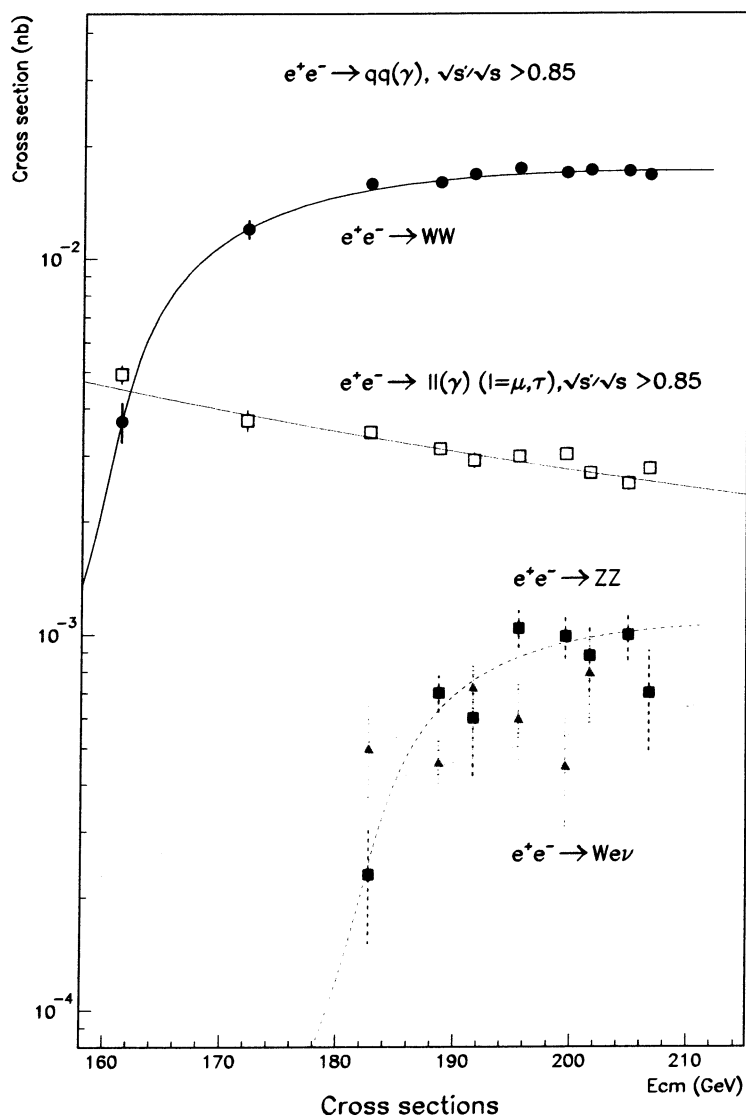


FIG. 3.17: Sections efficaces des principaux processus physiques fonction de l'énergie de collision résultant de la combinaison de l'ensemble des expériences Lep. (Cercle vide: $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$, $\sqrt{s'}/\sqrt{s} > 0.85$, cercle plein: $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, carré vide: $e^+e^- \rightarrow l^+l^-(\gamma)$, $l = \mu, \tau$, $\sqrt{s'}/\sqrt{s} > 0.85$, carré plein: $e^+e^- \rightarrow ZZ$, triangle: $e^+e^- \rightarrow Wew$).

EUROPEAN ORGANIZATION FOR NUCLEAR RESEARCH

CERN-PPE/97-09

22 January 1997

Measurement and interpretation of the W-pair cross-section in e^+e^- interactions at 161 GeV

DELPHI Collaboration

Abstract

In 1996 LEP ran at a centre-of-mass energy of 161 GeV, just above the threshold of W-pair production. DELPHI accumulated data corresponding to an integrated luminosity of 9.93 pb^{-1} , and observed 29 events that are considered as candidates for W-pair production. From these, a cross-section for the doubly resonant $e^+e^- \rightarrow WW$ process of $3.67^{+0.97}_{-0.85} \pm 0.19 \text{ pb}$ has been measured. Within the Standard Model, this cross-section corresponds to a mass of the W-boson of $80.40 \pm 0.44 \text{ (stat.)} \pm 0.09 \text{ (syst.)} \pm 0.03 \text{ (LEP) GeV}/c^2$. Alternatively, if m_W is held fixed at its current value determined by other experiments, the observed cross-section is used to obtain limits on trilinear WWV ($V \equiv \gamma, Z$) couplings.

(Submitted to Physics Letters B)

DETERMINATION OF THE MASS OF THE W BOSON

Conveners: Z. Kunszt and W. J. Stirling

Working group: A. Ballestrero, S. Banerjee, A. Blondel, M. Campanelli, F. Cavallari, D. G. Charlton, H. S. Chen, D. v. Dierendonck, A. Gaidot, Ll. Garrido, D. Gelé, M. W. Grünewald, G. Gustafson, C. Hartmann, F. Jegerlehner, A. Juste, S. Katsanevas, V. A. Khoze, N. J. Kjær, L. Lönnblad, E. Maina, M. Martinez, R. Möller, G. J. van Oldenborgh, J. P. Pansart, P. Perez, P. B. Renton, T. Riemann, M. Sassowsky, J. Schwindling, T. G. Shears, T. Sjöstrand, Š. Todorova, A. Trabelsi, A. Valassi, C. P. Ward, D. R. Ward, M. F. Watson, N. K. Watson, A. Weber, G. W. Wilson

Contents

2 Measurement of M_W from the W^+W^- Threshold Cross-Section²

As discussed in Section 1.5, one can exploit the rapid increase of the W^+W^- production cross-section at $\sqrt{s} \sim 2M_W$ to measure the W mass. In the following, we briefly discuss the basic features of this method, suggest an optimal collider strategy for data-taking, and estimate the statistical and systematic errors. The intrinsic statistical limit to the resolution on M_W is shown to be energy-dependent: in particular, arguments are presented in favour of a single cross-section measurement at a fixed energy $\sqrt{s} \sim 161$ GeV.

²prepared by D. Gelé, T.G. Shears, W.J. Stirling, A. Valassi, M.F. Watson

EUROPEAN ORGANIZATION FOR NUCLEAR RESEARCH

CERN-EP-2000-035

14 February 2000

W pair production cross-section and W branching fractions in e^+e^- interactions at 189 GeV

DELPHI Collaboration

Abstract

The cross-section for the process $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ has been measured with the data sample collected by DELPHI at an average centre-of-mass energy of 189 GeV and corresponding to an integrated luminosity of 155 pb^{-1} . Based on the 2392 events selected as WW candidates, the cross-section for the doubly resonant process $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ has been measured to be $15.83 \pm 0.38 \text{ (stat)} \pm 0.20 \text{ (syst) pb}$. The branching fractions of the W decay were also measured and found to be in good agreement with the Standard Model expectation. From these a value of the CKM mixing matrix element $|V_{cs}| = 1.001 \pm 0.040 \text{ (stat)} \pm 0.020 \text{ (syst)}$ was derived.

Accepted by Physics Letters B

Chapitre 4.

Analyse des couplages trilinéaires WWV , $V = \gamma, Z$

Comme nous l'avons vu précédemment, le Modèle Standard est à même de rendre compte de la quasi totalité des observations expérimentales réalisées à ce jour. En particulier, ce succès se traduit dans les mesures de sections efficaces du processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ où l'introduction des couplages à 3 bosons vecteurs (TGC), directement liés à la nature non abélienne de la théorie de jauge, assure la convergence de σ_{WW} pour $\sqrt{s} \rightarrow \infty$. Toutefois les faiblesses intrinsèques du Modèle Standard amènent à le considérer comme une théorie de basse énergie dont l'échelle avoisine $\mathcal{O}(100)$ GeV . La recherche d'une théorie plus générale, applicable à un domaine de plus haute énergie et validant les résultats déjà acquis, s'effectue essentiellement dans deux directions: l'une, celle des théories supersymétriques est sous-tendue par une nouvelle symétrie entre fermions et bosons tandis que l'autre, la compositivité, fait intervenir une nouvelle interaction submicroscopique. Ces théories nouvelles peuvent conduire à des effets directs par l'existence de nouvelles particules. Leurs conséquences indirectes peuvent aussi se révéler à travers l'existence de couplages anormaux aux vertex $WW\gamma$, WWZ ou $ZZ\gamma$, $Z\gamma\gamma$ et ZZZ (ces trois derniers n'étant pas autorisés à l'ordre le plus bas dans le Modèle Standard). S'il existe des couplages anormaux, ceux ci doivent trouver leur origine dans un secteur d'énergie Λ bien supérieure à M_W : $\Lambda_{MS} \simeq 250$ $GeV < \Lambda < \Lambda_{Planck} \simeq 10^{19}$ GeV . Il est donc raisonnable d'utiliser une approche effective des couplages bosoniques trilinéaires qui permet d'effectuer une analyse dite "modèle indépendante".

4.1 Lagrangien effectif des couplages trilinéaires bosoniques

Afin de construire le lagrangien le plus général possible à partir des champs standards, tout en se restreignant aux principes d'invariance que l'on souhaite voir respecter par la physique nouvelle, le lagrangien effectif peut être considéré comme un développement linéaire en puissance de Λ^{-1} et d'opérateurs $\Theta^{(n)}$ de dimension croissante:

$$\mathcal{L}_{eff} = \sum_{n \geq 4} \Lambda^{-n} \sum_i \alpha_i^{(n)} \Theta_i^{(n)}$$

Les opérateurs $\Theta^{(n)}$ de dimension $[masse]^{n-4}$ sont des fonctions locales des champs standards et les coefficients α du développement sont obtenus à partir des paramètres de la théorie originale. D'une manière générale, tous les opérateurs respectant les symétries locales de jauge sont autorisés mais en pratique, nous nous concentrerons sur les termes d'ordre 4 (i.e. correspondant au lagrangien Modèle Standard) auxquels nous ajouterons les termes de dimension 6. Pour notre discussion, les termes importants de \mathcal{L}_{eff} sont ceux qui produisent des vertex à 3 bosons de jauge, les opérateurs contenant

Couplage	g_1^V	κ_V	λ_V	g_4^V	g_5^V	$\widetilde{\kappa}_V$
Invariance	C, P, CP	C, P, CP	C, P, CP	P	CP	C

TAB. 4.1: Symétries discrètes C , P et CP de l'interaction W^+W^-V avec $V = \gamma, Z$.

des fermions ne contribuant pas à ces vertex. Afin de construire une paramétrisation effective réaliste, il est indispensable de demander une invariance de Lorentz ainsi qu'une invariance de jauge du groupe $U(1)_Y$.

Le lagrangien le plus général décrivant l'interaction de deux particules chargées de spin 1 (ici les W^+ et W^-) avec un γ ou un Z s'écrit à l'aide de 7 opérateurs indépendants pour chaque vertex soit au total 14 termes de couplages trilineaires entre les bosons de jauge (notés TGC) tels que [93] [94]:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{TGC,WWV} = & -ig_{WWV} [g_1^V V^\mu (W_{\mu\nu}^- W^{+\nu} - W_{\mu\nu}^+ W^{-\nu}) \\
& + \kappa_V W_\mu^+ W_\nu^- V^{\mu\nu} + \frac{\lambda_V}{M_W^2} V^{\mu\nu} W_\nu^{+\rho} W_{\rho\mu}^- \\
& + ig_4^V W_\mu^- W_\nu^+ (\partial^\mu V^\nu + \partial^\nu V^\mu) \\
& + ig_5^V \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} ((\partial^\rho W^{-\mu}) W^{+\nu} - W^{-\mu} (\partial^\rho W^{+\nu})) V^\sigma \\
& - \frac{\widetilde{\kappa}_V}{2} W_\mu^- W_\nu^+ \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} V_{\rho\sigma} - \frac{\widetilde{\lambda}_V}{2M_W^2} W_{\rho\mu}^- W_\nu^{+\mu} \varepsilon^{\nu\rho\alpha\beta} V_{\alpha\beta}]
\end{aligned}$$

où W représente le champ du boson W et V ceux des Z ou γ , $F^{\mu\nu} = \partial_\mu F_\nu - \partial_\nu F_\mu$ ($F = W, V$), ε est le tenseur antisymétrique de Levi-Civita. Les normalisations g_{WWV} sont définies en fonction de la charge électromagnétique $e = (4\pi\alpha_{em})^{1/2}$:

$$\begin{aligned}
g_{WW\gamma} &= e, \\
g_{WWZ} &= e \cot \theta_W.
\end{aligned}$$

Dans le cadre du Modèle Standard,

$$\begin{aligned}
\kappa_V &= g_1^V = 1 \\
\lambda_V &= \widetilde{\lambda}_V = \widetilde{\kappa}_V = g_4^V = g_5^V = 0
\end{aligned}$$

Les différentes contributions du lagrangien associé aux couplages précédents ne conservent pas nécessairement toutes les symétries C , P et CP comme l'indique le tableau 4.1.

L'interprétation physique de ces divers paramètres pour le boson W est décrite par analogie avec le développement multipolaire d'une particule chargée en électrodynamique classique. Les paramètres peuvent être reliés à la charge électrique Q_W , au moment dipolaire magnétique μ_W , au moment dipolaire électrique d_W et aux moments quadrupolaires électrique (q_W^e) et magnétique (q_W^m) selon:

$$\begin{aligned}
Q_W &= -eg_1^\gamma \xrightarrow{SM} -e \\
\mu_W &= -\frac{e}{2M_W} (g_1^\gamma + \kappa_\gamma + \lambda_\gamma) \xrightarrow{SM} -\frac{e}{M_W} \\
d_W &= -\frac{e}{2M_W} (\widetilde{\kappa}_\gamma + \widetilde{\lambda}_\gamma) \xrightarrow{SM} 0 \\
q_W^e &= -\frac{e}{M_W^2} (\lambda_\gamma - \kappa_\gamma) \xrightarrow{SM} \frac{e}{M_W^2} \\
q_W^m &= -\frac{e}{M_W^2} (\widetilde{\lambda}_\gamma - \widetilde{\kappa}_\gamma) \xrightarrow{SM} 0
\end{aligned}$$

De la même façon, les TGC faisant intervenir un boson Z et un photon sont décrits par:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{Z\gamma V} = & -ie \left[(h_1^V F^{\mu\nu} + h_3^V \widetilde{F}^{\mu\nu}) Z_\mu \frac{\partial^\beta \partial_\beta + M_V^2}{M_Z^2} V_\nu \right. \\ & \left. + (h_2^V F^{\mu\nu} + h_4^V \widetilde{F}^{\mu\nu}) Z^\alpha \frac{\partial^\beta \partial_\beta + M_V^2}{M_Z^4} \partial_\alpha \partial_\mu V_\nu \right]\end{aligned}$$

où $F^{\mu\nu}$ représente le tenseur électromagnétique. Les couplages h_1^V et h_2^V violent l'invariance CP tandis que les couplages h_3^V et h_4^V la conservent. A l'ordre le plus bas du Modèle Standard, tous les couplages h_i^V sont identiquement nuls. Ils sont reliés aux quantités physiques:

$$\begin{aligned}\mu_Z &= \frac{-e}{\sqrt{2}M_Z} \frac{E_\gamma^2}{M_Z^2} (h_1^Z - h_2^Z) \\ d_Z &= \frac{-e}{\sqrt{2}M_Z} \frac{E_\gamma^2}{M_Z^2} (h_3^Z - h_4^Z) \\ q_Z^e &= \frac{2\sqrt{10}e}{M_Z^2} h_1^Z \\ q_Z^m &= \frac{2\sqrt{10}e}{M_Z^2} h_3^Z\end{aligned}$$

Ces couplages neutres ne seront pas étudiés dans ce mémoire.

Au vue de la statistique de Lep2, il est impossible d'extraire de façon indépendante les 14 paramètres de \mathcal{L}_{WWV} , aussi il est habituel de se restreindre à l'étude des couplages conservant C et P . Cette invariance conduit à 5 couplages dont les deux paramétrisations les plus courantes sont [94] [95] $\{g_1^Z, \kappa_\gamma, \kappa_Z, \lambda_\gamma, \lambda_Z\}$ et $\{\delta_Z, x_\gamma, x_Z, y_\gamma, y_Z\}$ telles que:

$$\begin{aligned}g_1^Z &= 1 + \tan \theta_W \delta_Z \\ \kappa_\gamma &= 1 + x_\gamma \\ \kappa_Z &= 1 + \tan \theta_W (\delta_Z + x_Z) \\ \lambda_\gamma &= y_\gamma \\ \lambda_Z &= \tan \theta_W y_Z\end{aligned}$$

Il est habituellement avantageux à Lep2 de définir une partie de ces couplages en termes de déviation par rapport à leurs valeurs prédites par le Modèle Standard:

$$\begin{aligned}\Delta g_1^Z &= g_1^Z - 1 \\ \Delta \kappa_\gamma &= \kappa_\gamma - 1 \\ \Delta \kappa_Z &= \kappa_Z - 1\end{aligned}$$

Citons également une paramétrisation utilisée lors du Workshop Lep2 [12] qui n'inclut que des opérateurs de dimension 6 (mais dont l'approche à l'avantage d'être invariante de jauge):

$$\begin{aligned}
\Delta g_1^Z &= \alpha_{W\phi} / \cos^2 \theta_W \\
\Delta \kappa_\gamma &= \alpha_{W\phi} + \alpha_{B\phi} \\
\Delta \kappa_Z &= \alpha_{W\phi} - \cot^2 \theta_W \alpha_{B\phi} \\
\lambda_\gamma &= \lambda_Z = \alpha_W
\end{aligned}$$

Dans le but de réduire le nombre de paramètres, en plus des contraintes déjà établies (restriction aux opérateurs de dimension ≤ 6 , invariance de Lorentz et invariance de jauge $U(1)_{EM}$, limitation aux opérateurs conservant C et P séparément), on impose maintenant l'invariance par la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Il ne subsiste donc pour les vertex $WW\gamma$ et WWZ que les trois couplages :

$$\begin{aligned}
\Delta g_1^Z & \\
\Delta \kappa_\gamma &= \cot^2 \theta_W (\Delta g_1^Z - \Delta \kappa_Z) \\
\lambda_\gamma &= \lambda_Z
\end{aligned}$$

C'est cette dernière paramétrisation qui sera utilisée dans la suite de ce mémoire.

L'un des avantages de la formulation effective est qu'à partir de considérations générales théoriques, elle permet de contraindre le domaine de variation des couplages. On distingue deux cas: celui pour lequel la nouvelle physique sousjacente est faiblement couplée et pour laquelle il existe un secteur scalaire léger, et celui pour lequel le mécanisme de brisure de symétrie est générée par un nouveau type d'interaction forte (telle la technicouleur). Le premier scénario se nomme cas linéaire et le second cas chirale. Dans le cas linéaire, les contraintes s'expriment suivant [93]:

$$\begin{aligned}
|\Delta \kappa_V|, |\widetilde{\kappa}_V| &\lesssim \max\left\{\left(\frac{M_W^2}{4\pi\Lambda}\right)^2, \left(\frac{M_W v}{\Lambda^2}\right)^2\right\} \\
|\lambda_V|, |\widetilde{\lambda}_V| &\lesssim \max\left\{\left(\frac{g M_W}{4\pi\Lambda}\right)^2, \left(\frac{M_W}{\Lambda}\right)^4\right\} \\
|\Delta g_1^V|, |g_{4,5}^V| &\lesssim \frac{M_W^2 v^2}{\Lambda^4} \\
|h_{1,3}^V| &\lesssim \frac{M_Z^4}{\Lambda^4} \\
|h_{2,4}^V| &\lesssim \frac{M_Z^6}{\Lambda^6}
\end{aligned}$$

où v est la valeur moyenne dans le vide du champ scalaire de Higgs.

Dans le cas chirale, les estimations sont:

$$\begin{aligned}
|\Delta \kappa_V|, |\widetilde{\kappa}_V|, |\Delta g_1^V|, |g_{4,5}^V| &\sim \frac{1}{(4\pi)^2} \simeq 0.006 \\
|\lambda_V|, |\widetilde{\lambda}_V|, |h_{1,3}^V| &\sim \frac{g^2}{(4\pi)^4} \simeq 2.10^{-5} \\
|h_{2,4}^V| &\sim \frac{g^4}{(4\pi)^6} \simeq 5.10^{-8}
\end{aligned}$$

4.2 Les contraintes indirectes sur les couplages effectifs

Différentes mesures de précision d'observables sont susceptibles d'être affectées par la présence des couplages bosoniques non standards: parmi les plus intéressants, retenons les paramètres obliques de Lep1 (i.e. les corrections radiatives aux propagateurs de vertex γ, Z, W), le moment magnétique anormal du muon, le moment dipolaire de l'électron et le rapport d'embranchement $b \rightarrow s\gamma$. Il est toutefois nécessaire de remarquer que ces limites sont à relever avec précaution car les opérateurs considérés n'étant pas de dimension 4, la théorie n'est donc pas renormalisable. Ceci implique donc de faire des hypothèses approximatives sur leurs contributions virtuelles et le calcul des contraintes ne se fait donc pas sans ambiguïtés. Récemment, les mesures de précision réalisées à Lep1 ont été utilisées pour contraindre les couplages Δg_1^Z et $\Delta \kappa_\gamma$ [96]:

$$\Delta g_1^Z = -0.017 \pm 0.018$$

$$\Delta \kappa_\gamma = 0.016 \pm 0.019$$

Le tableau 4.2 résume l'ensemble des contraintes obtenues en dehors de Lep [93].

TGC	Paramètres obliques	$(g-2)_\mu$	d_n	d_e	$b \rightarrow s\gamma$	Violation Parité atomique	$K_L^0 \rightarrow \mu\mu$
	[97]	[98] [99]	[100]	[101]	[102]	[103]	[103]
$ \Delta \kappa_\gamma $	0.05	1	-	-	2	1	1
$ \Delta \kappa_Z $	0.4	-	-	-	-	0.12	-
$ \lambda_\gamma $	0.2	2	-	-	7	0.13	-
$ \lambda_Z $	0.2	-	-	-	-	0.13	-
$ \widetilde{\kappa}_\gamma $	-	-	-	0.14	0.4	-	-
$ \widetilde{\kappa}_Z $	-	-	-	0.04	-	-	-
$ \widetilde{\lambda}_\gamma $	-	-	0.00025	-	1.3	-	-
$ g_4^Z $	-	-	-	0.80	-	-	-
$ h_3^\gamma $	-	4.5	-	-	-	-	-

TAB. 4.2: Contraintes expérimentales (limites supérieures) sur les TGC (hors Lep).

4.3 Valeurs attendues et limites expérimentales directes au Tevatron des TGC

Les différents couplages introduits dans le lagrangien effectif peuvent être calculés explicitement en tenant compte des corrections radiatives majeures dans le cadre du Modèle Standard ou dans l'une de ses extensions. La plupart des calculs ont été réalisés pour les couplages $|\Delta \kappa_\gamma|$, $|\lambda_\gamma|$ et $|\widetilde{\kappa}_\gamma|$ et sont indiqués dans le tableau 4.3 [104]:

Modèle	$ \Delta \kappa_\gamma $	$ \lambda_\gamma $	$ \widetilde{\kappa}_\gamma $
Modèle Standard	0.008	0.002	10^{-22}
SUSY	0.005	5.10^{-5}	3.10^{-4}
Technicouleur	0.002	-	7.10^{-6}

TAB. 4.3: Contraintes théoriques sur les TGC. Extrait de [93].

Les couplages anormaux chargés ont été mesurés directement au Tevatron via la production de paires de bosons WW , WZ et $W\gamma$ dans les collisions $p\bar{p}$ à $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$. Les principaux processus

4.3. VALEURS ATTENDUES ET LIMITES EXPÉRIMENTALES DIRECTES AU TEVATRON DES TC

sont représentés par les diagrammes de la figure 4.1. Il est également possible d'extraire les couplages neutres $Z\gamma\gamma$ et $ZZ\gamma$ lors de la production de l'état final $Z\gamma$. Aux énergies de collision du Tevatron, les transferts de quadri-impulsion peuvent être très élevés et approcher l'échelle de nouvelle physique Λ . Dans ce cas, le modèle effectif devient inadapté et peut violer la limite d'unitarité. Afin de s'affranchir de ce problème, les couplages du lagrangien sont modifiés par des facteurs de forme dépendant de l'échelle d'énergie de la nouvelle physique. Les couplages mesurés s'expriment de la manière suivante:

$$\alpha(\hat{s}) = \frac{\alpha_0}{(1 + \hat{s}/\Lambda^2)^n}$$

où \hat{s} est l'énergie dans le centre de masse de la collision dure $q\bar{q}$, $n = 2$ pour les couplages anormaux chargés, $n = 3$ pour $\alpha = h_{1,3}$ et $n = 4$ pour $\alpha = h_{2,4}$.

Au Tevatron, les bosons W sont entièrement polarisés, l'amplitude de désintégration dans le référentiel propre de chaque W , $d\sigma/d\Omega(W \rightarrow l\nu)$ est de la forme $(1 + \cos\theta)^2$ où θ est l'angle, dans le centre de masse du W , entre le positron (respectivement l'électron) et l'antiproton (resp. le proton). L'effet des couplages anormaux dans les événements collectés par les expériences CDF et D0 se traduit par une augmentation de la section efficace de production des paires de bosons et une distorsion du spectre en impulsion transverse des bosons de jauge pour les grandes valeurs de p_T . Les canaux de désintégration des événements dibosons analysés au Run I du Tevatron sont représentés par la figure 4.1.

$$\begin{aligned} W\gamma &\rightarrow l\nu\gamma \\ WW &\rightarrow l\nu l\nu \\ WW/WZ &\rightarrow l\nu q\bar{q} \\ WZ &\rightarrow q\bar{q}l^+l^- \\ Z\gamma &\rightarrow l^+l^-\gamma \\ Z\gamma &\rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma \end{aligned}$$

où $l = e, \mu$. Excepté pour $Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$, seules les désintégrations leptoniques (électron ou muon) des bosons W et Z ont été étudiées en raison de la signature claire délivrée par le lepton isolé de grand p_T .

L'étude des événements $W\gamma$ permet la mesure des couplages λ_γ et $\Delta\kappa_\gamma$, caractéristiques du vertex

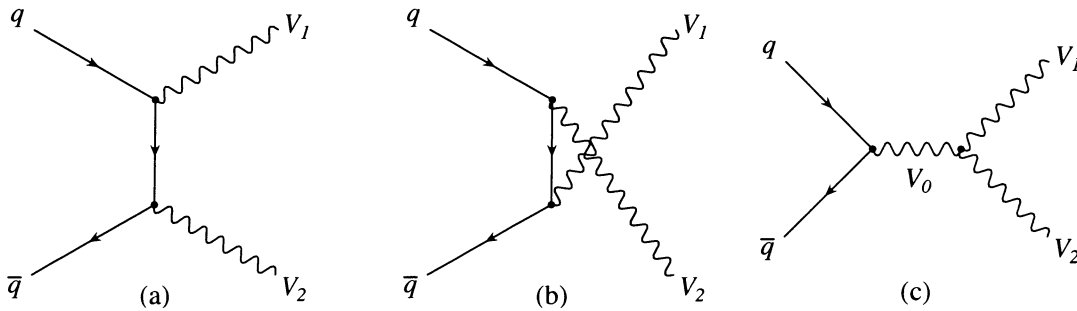


FIG. 4.1: Processus de production de paires de bosons (dans les collisions $p\bar{p}$ où interviennent les couplages trilinéaires).

Exp.	$\lambda_\gamma = 0$	$\Delta\kappa_\gamma = 0$
D0	$-0.93 < \Delta\kappa_\gamma < 0.94$	$-0.31 < \lambda_\gamma < 0.29$
CDF	$-1.8 < \Delta\kappa_\gamma < 2.0$	$-0.7 < \lambda_\gamma < 0.6$

TAB. 4.4: Limites à 95% de niveau de confiance des couplages anormaux dérivées des résultats des expériences D0 et CDF.[93].

$WW\gamma$. Ces paramètres sont extraits à partir du spectre en impulsion transverse du photon et les limites obtenues pour les deux expériences, à 95% de niveau de confiance pour $\Lambda = 1.5 \text{ TeV}^1$ sont données dans la table 4.4.

La sélection des événements $W^+W^- \rightarrow l\nu l\nu$ par l'expérience D0 a permis une mesure intéressante des couplages $WW\gamma$ et WWZ (supposés égaux, i.e. $\Delta\kappa_Z = \Delta\kappa_\gamma$ et $\lambda_\gamma = \lambda_Z$):

$$-0.62 < \Delta\kappa_\gamma < 0.77 \quad (\lambda = 0)$$

$$-0.53 < \lambda < 0.56 \quad (\Delta\kappa = 0)$$

à 95% de niveau de confiance. Les canaux $WW/WZ \rightarrow l\nu jj$ et $WW \rightarrow jjll$ analysés par CDF ont conduit aux limites à 95% de niveau de confiance (dans l'hypothèse $\Delta\kappa_Z = \Delta\kappa_\gamma$ et $\lambda_\gamma = \lambda_Z$ et pour $\Lambda = 2 \text{ TeV}$):

$$-0.49 < \Delta\kappa < 0.54 \quad (\lambda = 0)$$

$$-0.35 < \lambda < 0.32 \quad (\Delta\kappa = 0)$$

avec des limites voisines pour D0.

A partir des canaux et des analyses exposées ci dessus, l'expérience D0 a mené une étude combinée pour les couplages $WW\gamma$ et WWZ utilisant le spectre en $p_T(\gamma)$ des données $W\gamma$, la distribution $p_T(l\nu)$ des événements $WW \rightarrow l\nu l\nu$, $WW/WZ \rightarrow l\nu jj$ et le nombre d'événements observés $WZ \rightarrow l\nu ll$. Les corrélations entre ces différentes quantités sont prises en compte et un ajustement multidimensionnel de ces distributions permet de contraindre les couplages $WW\gamma$ et WWZ telle que l'expose la table 4.5 [105].

couplages	$\Lambda = 1.5 \text{ TeV}$	$\Lambda = 2.0 \text{ TeV}$
$\lambda_\gamma = \lambda_Z \quad (\Delta\kappa_\gamma = \Delta\kappa_Z = 0)$	-0.20; 0.20	-0.18;0.19
$\Delta\kappa_\gamma = \Delta\kappa_Z \quad (\lambda_\gamma = \lambda_Z = 0)$	-0.27;0.42	-0.25;0.39
$\lambda_\gamma \quad (HISZ, \Delta\kappa_\gamma = 0)$	-0.20;0.20	-0.18;0.19
$\Delta\kappa_\gamma \quad (HISZ, \lambda_\gamma = 0)$	-0.31;0.56	-0.29;0.53
$\lambda_\gamma \quad (\Delta\kappa_Z = \Delta g_1^Z = 0)$	-0.26;0.29	-0.24;0.27
$\Delta\kappa_Z \quad (\lambda_Z = \Delta g_1^Z = 0)$	-0.37;0.55	-0.34;0.55
$\Delta g_1^Z \quad (\lambda_Z = \Delta\kappa_Z = 0)$	-0.39;0.52	-0.37;0.57

TAB. 4.5: Limites à 95% de niveau de confiance des couplages anormaux dérivées des résultats de l'expérience D0.

De manière similaire, des analyses d'événements $Z\gamma$ au travers des canaux $l^+l^-\gamma X$ et $\nu\bar{\nu}\gamma X$ ont été réalisées au Tevatron. Des limites à 95% CL sur les couplages conservant CP aux vertex $ZZ\gamma$ et $Z\gamma\gamma$ en ont été déduites par l'expérience D0 (pour $\Lambda = 750 \text{ GeV}$) (figure 4.2):

$$-0.36 < h_{30}^Z < 0.36$$

$$-0.05 < h_{40}^Z < 0.05$$

1. Dans la paramétrisation HISZ [106] pour laquelle la contrainte $\alpha_{B\phi} = \alpha_{W\phi}$ est imposée, i.e. ne subsistent que deux paramètres libres $\Delta\kappa_\gamma = 2 \cos^2 \theta_W \Delta g_1^Z = (1 - \tan^2 \theta_W) \Delta\kappa_Z$ et $\lambda_\gamma = \lambda_Z$)

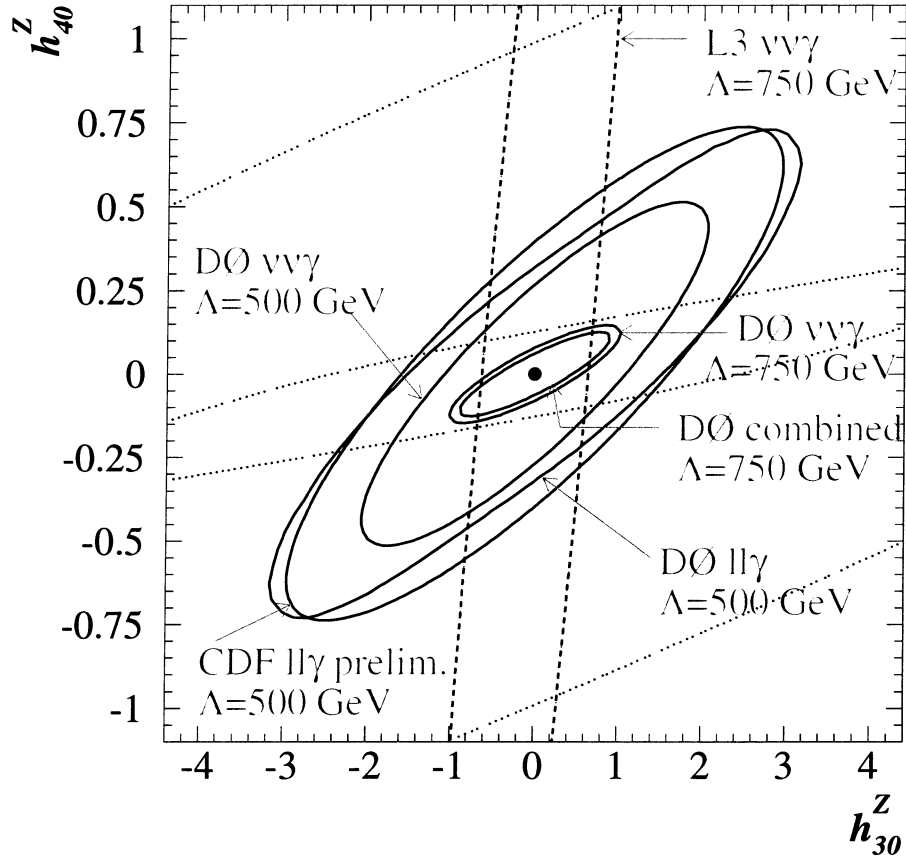


FIG. 4.2: Résumé des limites à 95% CL obtenues sur les couplages anormaux $ZZ\gamma$ conservant CP. Les limites de CDF et DØ sont indiquées par les contours pleins alors que les contours tiretés représentent les limites obtenues par L3 pour une échelle de facteur de forme $\Lambda_{FF} = 500 \text{ GeV}$. Les contours pointillés montrent les limites d'unitarité pour $\Lambda_{FF} = 500 \text{ GeV}$ (contour externe) et $\Lambda_{FF} = 750 \text{ GeV}$ (contour interne). Extrait de [93].

4.4 Influence des TGC sur les sections efficaces différentielles du processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$

Les expressions des sections efficaces différentielles du processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ correspondant au lagrangien \mathcal{L}_{WWV} ont été calculées explicitement par différents groupes [94][107].

Dans l'approximation des bosons sur couche de masse et des fermions de masse nulle, la section efficace différentielle du processus $e^+e^- \rightarrow f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4$ s'écrit:

$$\frac{d^5\sigma}{d\cos\theta d\cos\theta_1 d\phi_1 d\cos\theta_2 d\phi_2} = \frac{\beta}{32\pi s} \left(\frac{3}{8\pi}\right)^2 \times \sum_{\lambda\tau_1\tau'_1\tau_2\tau'_2} F_{\tau_1\tau_2}^\lambda(s, \cos\theta) F_{\tau'_1\tau'_2}^{\star\lambda}(s, \cos\theta) D_{\tau_1\tau'_1}(\theta_1, \phi_1) D_{\tau_2\tau'_2}(\pi - \theta_2, \phi_2 + \pi) \quad (1)$$

où $\beta = (1 - 4M_W^2/s)^{1/2}$. Les angles polaires et azimutaux des produits de désintégration dans les repères de centre de masse du W^- et du W^+ sont définis respectivement par (θ_1, ϕ_1) et (θ_2, ϕ_2) . L'orientation des repères de centre de masse du W^- et du W^+ est définie telle que l'indique la figure 4.3 et les angles (θ_1, ϕ_1) se réfèrent à la direction de la particule, i.e. le type fermionique de type down d'une décroissance de W^- , et les angles (θ_2, ϕ_2) à la direction de l'antiparticule d'une décroissance de W^+ .

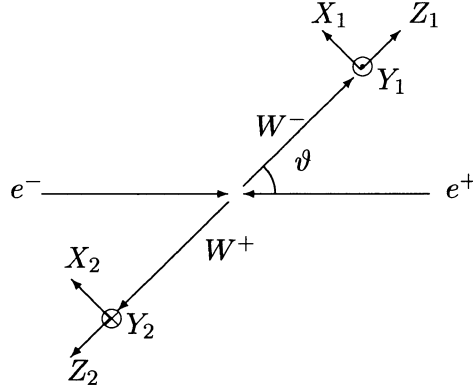


FIG. 4.3: Définition du système de coordonnées utilisé pour l'étude angulaire du processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4$. L'angle de production est défini comme l'angle entre l'électron entrant et le W^- sortant. Au total, 5 variables angulaires sont nécessaires pour décrire le processus à 4 fermions finals.

La transformation consistant à échanger particule et antiparticule, i.e.:

$$\cos \theta_i \leftrightarrow -\cos \theta_i$$

$$\phi_i \leftrightarrow \phi_i + \pi$$

explique la présence des termes $\pi - \theta_2$ et $\phi_2 + \pi$ dans l'équation précédente.

Les amplitudes d'hélicité $F_{\tau_1\tau_2}^\lambda(s, \cos \theta)$ sont référencées dans le tableau 4.6 pour la paramétrisation des TGC avec invariance de jauge de Lorentz et conservation de la conjugaison de charge C et de la parité P . La dépendance angulaire des bosons W^- et W^+ est assurée par la convolution via les fonctions $D_{\tau_1\tau'_1}$ et $D_{\tau_2\tau'_2}$ dont les expressions peuvent être trouvées dans [94].

Dans le cas où seul un produit de décroissance de W est analysé (par exemple le W^-), l'intégration angulaire conduit à:

$$\frac{d^3\sigma}{d\cos\theta d\cos\theta_1 d\phi_1} = \frac{3\beta}{256\pi^2 s} \sum_{\lambda\tau_1\tau'_1\tau_2} F_{\tau_1\tau_2}^\lambda(s, \cos\theta) F_{\tau'_1\tau'_2}^{\star\lambda}(s, \cos\theta) D_{\tau_1\tau'_1}(\theta_1, \phi_1)$$

et si l'on s'intéresse seulement à la direction angulaire du W^- :

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{\beta}{32\pi s} \sum_{\lambda\tau_1\tau_2} |F_{\tau_1\tau_2}^\lambda(s, \cos\theta)|^2$$

La figure 4.4 représente les différentes composantes de $d\sigma/d\cos\theta$ provenant de l'échange du neutrino dans la voie t et de l'échange du γ et du Z dans la voie s . La production vers l'avant des W^- résulte essentiellement de la contribution du neutrino dans la voie t et l'augmentation de

	$\tau_1 = \tau_2 = \pm 1$ $-\frac{1}{2}e^2 s \lambda \sin \theta$	$\tau_1 = -\tau_2 = \pm 1$ $-\frac{1}{2}e^2 s \lambda \sin \theta$	$\tau_1 = \tau_2 = 0$ $-\frac{1}{2}e^2 s \lambda \sin \theta$	$\tau_1 = 0, \tau_2 = \pm 1$ $-\frac{e^2 s \lambda}{2\sqrt{2}}(\tau_2 \cos \theta - 2\lambda)$	$\tau_1 = \pm 1, \tau_2 = 0$ $-\frac{e^2 s \lambda}{2\sqrt{2}}(-\tau_1 \cos \theta - 2\lambda)$
$\frac{2\lambda - 1}{4t \sin^2 \theta_W}$	$\cos \theta - \beta$	$-\cos \theta - 2\tau_1 \lambda$	$\frac{s}{2M_W^2} \left[\cos \theta - \beta \left(1 + \frac{2M_W^2}{s} \right) \right]$	$\frac{\sqrt{s}}{2M_W} \left[\cos \theta (1 + \beta^2) - 2\beta \right] - \frac{2M_W}{\sqrt{s}} \frac{\tau_2 \sin^2 \theta}{(-\tau_1 \cos \theta - 2\lambda)}$	$\frac{\sqrt{s}}{2M_W} \left[\cos \theta (1 + \beta^2) - 2\beta \right] - \frac{2M_W}{\sqrt{s}} \frac{-\tau_1 \sin^2 \theta}{(-\tau_1 \cos \theta - 2\lambda)}$
$-\frac{2}{s} + \frac{2(\cot \theta_W + \delta_Z)}{(s - M_Z^2)} \times (a - 2b\lambda)$	$-\beta$	0	$-\beta \left[1 + \frac{s}{2M_W^2} \right]$	$-\beta \frac{\sqrt{s}}{M_W}$	$-\beta \frac{\sqrt{s}}{M_W}$
$-\frac{y_\gamma}{s} + \frac{y_Z}{(s - M_Z^2)} \times (a - 2b\lambda)$	$-\beta \frac{s}{M_W^2}$	0	0	$-\beta \frac{\sqrt{s}}{M_W}$	$-\beta \frac{\sqrt{s}}{M_W}$
$-\frac{x_\gamma}{s} + \frac{x_Z}{(s - M_Z^2)}$	0	0	$-\beta \frac{s}{M_W^2}$	$-\beta \frac{\sqrt{s}}{M_W}$	$-\beta \frac{\sqrt{s}}{M_W}$

TAB. 4.6: Amplitudes d'hélicité $F_{\tau_1 \tau_2}^\lambda(s, \cos \theta)$ du processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ dans l'hypothèse d'invariance $SU(2) \otimes U(1)$ et conservation de CP. Les amplitudes $F_{\tau_1 \tau_2}^\lambda$, pour une combinaison donnée d'hélicité d'électron $\lambda = (-1/2; 1/2)$, d'hélicité W^- et W^+ $\tau_1, \tau_2 = (-1, 0, 1)$, sont obtenues en multipliant chaque élément de la colonne correspondante au triplet $(\lambda, \tau_1, \tau_2)$ par le facteur indiqué en haut de la colonne et par l'élément correspondant dans la première colonne puis en additionnant les 8 éléments. Les couplages vectoriel et axial a et b sont donnés par $a = (4 \sin \theta_W \cos \theta_W)^{-1}(-1 + 4 \sin^2 \theta_W)$ et $b = -(4 \sin \theta_W \cos \theta_W)^{-1}$, $\beta = (1 - 4M_W^2/s)^{1/2}$ et le transfert $t = M_W^2 - (1/2)s(1 - \beta \cos \theta)$. La première rangée est la contribution due à l'échange du neutrino alors que les rangées 2-4 correspondent à l'échange du γ et du Z .

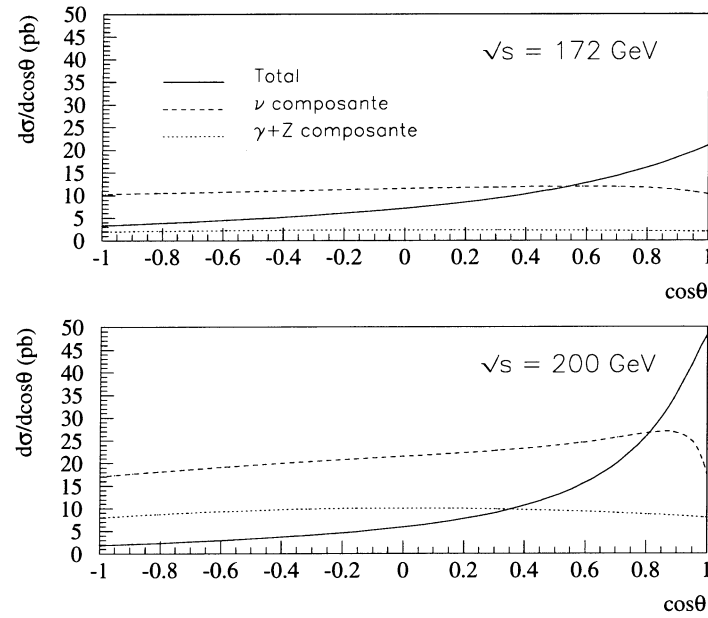


FIG. 4.4: Sections efficaces différentielles $d\sigma/d\cos\theta$ du processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ à l'ordre de Born pour $\sqrt{s} = 172, 200$ GeV. Les différentes composantes de la réaction sont indiquées.

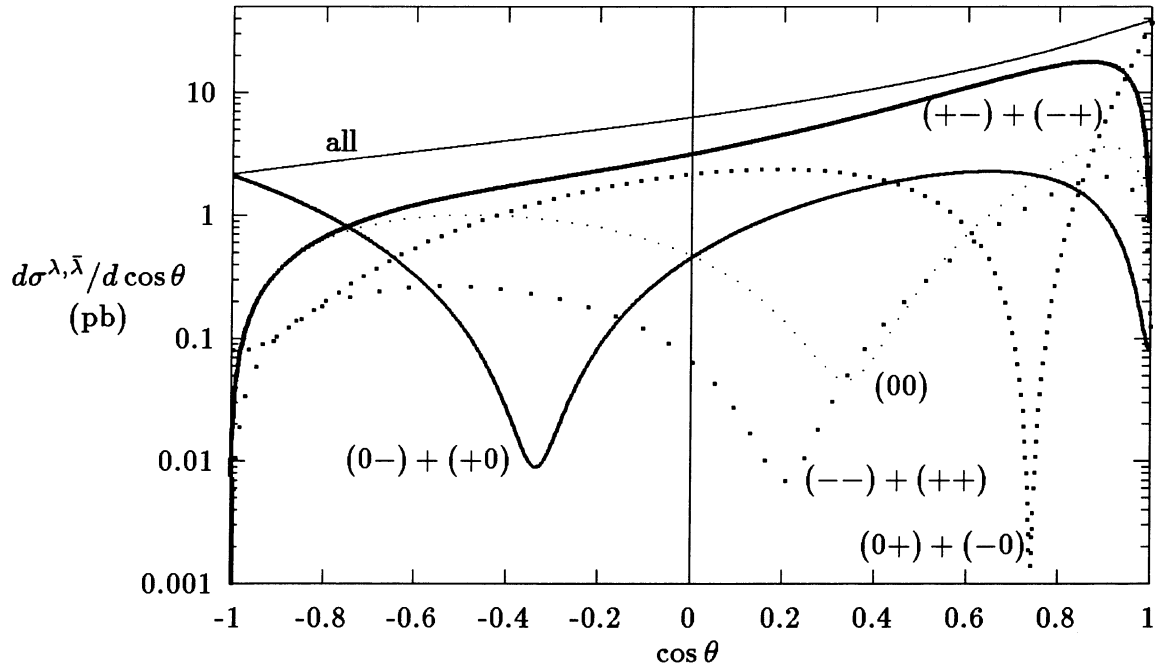


FIG. 4.5: Sections efficaces différentielles polarisées $d\sigma_{i,j}/d \cos \theta$ où $i, j \in \{-, 0, +\}$ dans le Modèle Standard à l'ordre de Born à $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$.

l'énergie de collision \sqrt{s} amplifie la contribution $\gamma - Z$, donc la sensibilité aux couplages trilineaires.

On peut également remarquer la propriété importante suivante: les éléments de matrice sont des fonctions linéaires des couplages. Les sections efficaces différentielles sont donc des fonctions quadratiques de ces couplages:

$$\frac{d\sigma}{d\vec{\Omega}} = \sum_{i,j=1,2,3} C_{ij}(\vec{\Omega}) g^i g^j$$

où $\vec{\Omega}$ décrit l'ensemble des variables angulaires et g^i représentent les différents couplages. Les quantités C_{ij} sont des fonctions des variables cinématiques.

Il est intéressant de noter que la section efficace différentielle la plus générale constitue un excellent moyen pour analyser les polarisations des W^\pm . Il est clair d'après le tableau 4.6 que les amplitudes droites ($\lambda = -1/2$) sont entièrement déterminées par l'échange du neutrino alors que les amplitudes gauches ($\lambda = +1/2$) sont déterminées par l'échange du γ et du Z . Les couplages TGC ne contribuant pas aux états d'hélicité du système W^+W^- avec la même sensibilité, les figures 4.5 et 4.6 représentent les contributions des différentes combinaisons d'états d'hélicité à la section efficace totale $d\sigma/d \cos \theta$ ainsi que l'effet de certains de ces couplages anormaux.

Les diverses amplitudes d'hélicité sont pondérées différemment pour un ensemble donné d'angles de désintégration (θ, ϕ) suivant la valeur de la fonction $D_{\tau\tau'}(\theta, \phi)$. Ainsi, les paires de W transverses contribuent aux amplitudes $(++)$ et $(--)$ et conduisent à une distribution angulaire de désintégration en $(1 + \cos \theta)^2$. De la même manière, les W polarisés longitudinalement produisent une distribution de désintégration caractéristique en $\sin^2 \theta$.

L'application de l'analyse en polarisation des W n'est pas simple sur le plan expérimental car des ambiguïtés apparaissent suivant le canal de désintégration étudié:

- Dans le cas des désintégrations hadroniques des W , la méconnaissance de la charge et de la saveur des quarks ne permet pas de distinguer les fermions des antifermions.

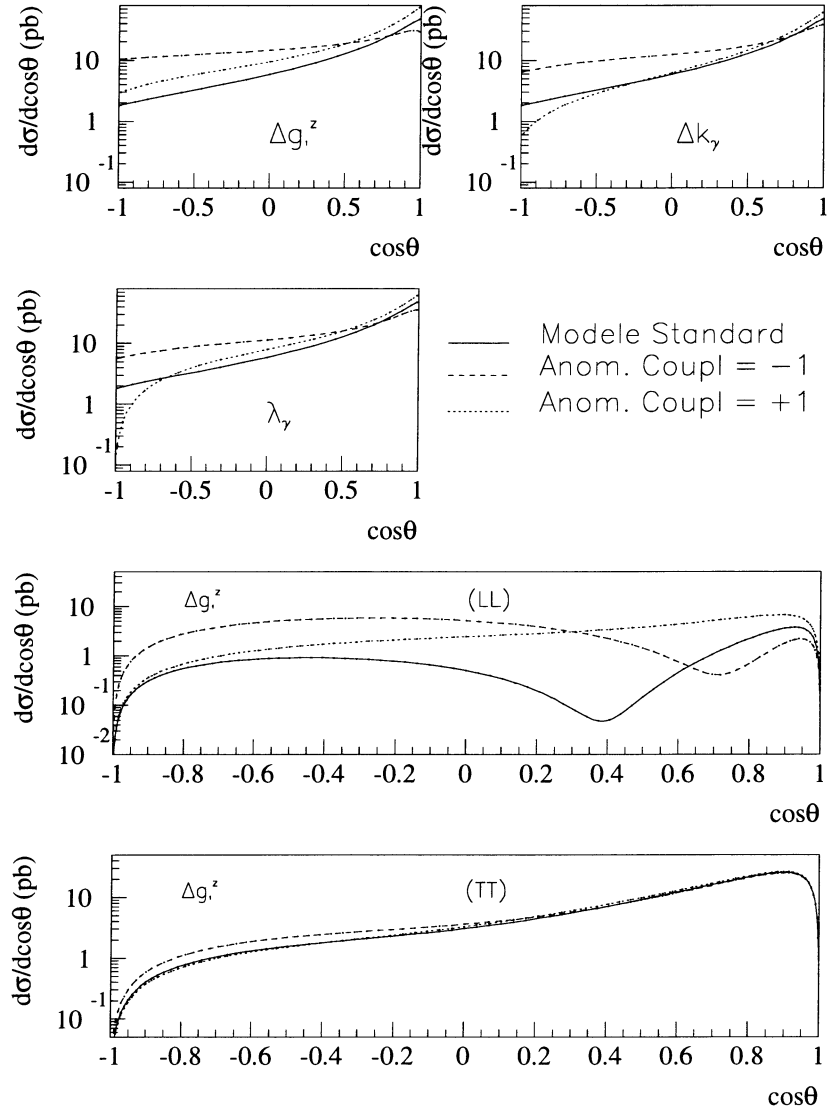


FIG. 4.6: Sections efficaces différentielles à l'ordre de Born à $\sqrt{s} = 200$ GeV pour diverses valeurs de couplages anormaux $\Delta g_1^Z, \Delta \kappa_\gamma, \lambda_\gamma$. Les deux dernières figures représentent les composantes longitudinales (LL)=(0,0) et transversales (TT)=(+ + - -, + - - +) d'hélicité des W.

4.4. INFLUENCE DES TGC SUR LES SECTIONS EFFICACES DIFFÉRENTIELLES DU PROCESSUS

- Dans le canal semileptonique, la charge de chaque W peut être déterminée ainsi que l'ensemble des variables angulaires liées à la désintégration leptonique de l'un des W . En revanche, la saveur des quarks issus de la désintégration hadronique de l'autre W n'est pas connue et conduit à l'ambiguïté d'échange quark-antiquark:

$$\cos \theta_j \leftrightarrow -\cos \theta_j$$

$$\phi_j \leftrightarrow \phi_j + \pi$$

- Dans le canal purement leptonique, l'absence de mesure de l'information cinématique des neutrinos conduit à une ambiguïté qui correspond à l'échange neutrino-antineutrino.

L'effet de ces ambiguïtés est de diluer l'information expérimentale nécessaire à la détermination des TGC si bien que le canal hadronique qui domine statistiquement la sélection W^+W^- est moins sensible que le canal semileptonique. L'utilisation d'algorithmes d'appariement de jets, d'étiquetage de la saveur des jets ou d'estimation de la charge des jets permet néanmoins d'amoindrir ces ambiguïtés et de retrouver des sensibilités raisonnables.

f) Effets des corrections radiatives sur les sections efficaces différentielles du processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$

Après l'étude détaillée de l'influence des TGC sur les sections efficaces différentielles du processus à l'ordre de Born avec les bosons W sur couche de masse, il est nécessaire d'introduire toutes les corrections radiatives:

- Les corrections virtuelles aux vertex WWV ($V = \gamma, Z$) modifient les valeurs à l'ordre de Born des couplages trilinéaires. Les contributions de ces corrections virtuelles standards aux couplages calculées de façon exacte au premier ordre perturbatif [108] sont relativement petites et induisent des effets anormaux d'ordre $\mathcal{O}(\alpha_{em}/\pi) \simeq 10^{-3}$, à priori indétectable à Lep2. Nous avons vu d'autre part que les contributions virtuelles non standard des modèles SUSY sont assez semblables à celles purement électrofaibles. Elles ne sont donc pas en principe identifiables, même dans la configuration la plus favorable des paramètres supersymétriques.
- La largeur du boson W induit des effets qui, dans une bonne approximation, peuvent se factoriser par rapport à la contribution des TGC. La figure 4.7a montre l'effet d'une largeur non nulle sur la section efficace différentielle $d\sigma/d\cos\theta$ qui peut simuler l'effet d'un paramètre TGC de valeur négative. La réponse de l'impact de la largeur non nulle se manifeste dans la cinématique de l'événement: en raison de la largeur finie, la masse du W peut fluctuer autour de sa valeur nominale et plus spécialement en raison de l'asymétrie de la limite de l'espace de phase, décroître et donc augmenter le β apparaissant dans les amplitudes d'hélicité.
- Le rayonnement dans l'état initial ISR est la correction la plus importante au processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ car les photons émis ont pour effet de diminuer l'énergie disponible dans le centre de masse et donc de modifier très sensiblement les amplitudes d'hélicité et donc les distributions angulaires comme l'indique la figure 4.7b. Ces effets imitent en particulier une déviation négative des couplages Δg_1^Z et λ_γ . Les calculs les plus récents [109] semblent indiquer que les effets différentiels attendus par l'approche DPA seraient de 0.013, 0.037, 0.015 pour Δg_1^Z , $\Delta \kappa_\gamma$, λ_γ respectivement.
- La totalité des processus à 4 fermions intervenant dans la production de l'état final recherché doivent être pris en compte et, bien que les diagrammes CC03 restent dominants, pour une analyse complète des TGC, il est indispensable de tenir compte de tous les autres processus (CC20 ou CC11 par exemple). La contribution additionnelle de ces diagrammes supplémentaires est en général modeste et dépend de l'état final investigué. L'effet le plus important intervient lorsque l'état final contient un électron en raison de la présence de diagrammes dans la voie t qui divergent à bas angle. Toutefois, les coupures expérimentales ainsi que les limites d'acceptance angulaire des détecteurs limitent considérablement les effets correctifs. La figure 4.7c représente à titre d'exemple l'effet de

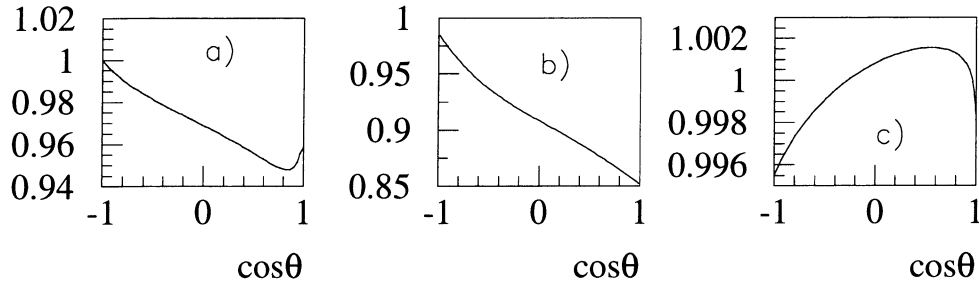


FIG. 4.7: Rapport de sections efficaces différentielles a) $\sigma_{CC03}(\Gamma_W = 0)/\sigma_{CC03}(\Gamma_W \neq 0)$; b) $\sigma_{CC03}(ISR \text{ on})/\sigma_{CC03}(ISR \text{ off})$; c) $\sigma_{CC11}/\sigma_{CC03}$.

l'inclusion de l'ensemble des processus à 4 fermions de la famille CC11 (variation de moins de 0.5% de la section efficace pour l'ensemble de la couverture angulaire).

- Outre les effets majeurs précédemment cités, des effets secondaires très faibles (singularité coulombienne) sont pris en compte au cours des analyses ou sont négligés si leur influence n'est pas sensible pour les sections efficaces différentielles (effets de recombinaison de couleur ou de Bose-Einstein).

4.5 Méthodes expérimentales pour la détermination des TGC dans le canal $e^+e^- \rightarrow WW \rightarrow l\nu q\bar{q}'$

Cette section est dédiée à la description des méthodes statistiques d'analyse utilisées pour la mesure des TGC à Lep2. Nous nous concentrerons essentiellement sur le canal étudié à l'IreS, $e^+e^- \rightarrow WW \rightarrow l\nu q\bar{q}'$ offrant la meilleure sensibilité aux couplages anormaux. Naturellement, toutes les techniques proposées utilisent l'information des distributions angulaires des W d'une manière ou d'une autre mais elles diffèrent dans la façon d'extraire cette information qui sera employée pour la détermination des TGC.

Citons les 3 méthodes les plus utilisées:

- la méthode des éléments de la matrice densité de spin (SDM),
- la méthode angulaire directe,
- la méthode des observables optimales (OO).

Nous passerons en revue la technique, les avantages et les inconvénients de chaque méthode pour conclure sur leur potentiel de mesure des TGC à Lep2.

4.5.1 La méthode des éléments de matrice densité de spin

La méthode utilisant la matrice densité est une méthode classique pour étudier les distributions de produits de désintégration d'un processus quelconque et présente l'avantage d'être totalement indépendante des modèles. A priori cette technique semble donc particulièrement adaptée au regard de l'ensemble des hypothèses de contraintes introduites par la grande variété des modèles envisageables.

La section efficace différentielle définie par l'équation (1) (section 4.4) peut se réécrire en introduisant les éléments de la matrice densité convoluée $\rho_{\tau_1\tau_1'\tau_2\tau_2'}$ définis comme la somme sur les états d'hélicité

4.5. MÉTHODES EXPÉRIMENTALES POUR LA DÉTERMINATION DES TGC DANS LE CANAL E^+E^-

de l'électron incident des produits des amplitudes d'hélicité $F_{\tau_1\tau_2}^\lambda$:

$$\rho_{\tau_1\tau'_1\tau_2\tau'_2}(s, \cos\theta) = \sum_{\lambda} F_{\tau_1\tau_2}^\lambda F_{\tau'_1\tau'_2}^{*\lambda} / \sum_{\lambda, \tau_1\tau_2} |F_{\tau_1\tau_2}^\lambda|^2$$

avec la normalisation $\sum_{\tau_1\tau_2} \rho_{\tau_1\tau_1\tau_2\tau_2} = 1$. La dépendance de la section efficace différentielle à l'égard des paramètres TGC est ainsi complètement contenue dans l'évaluation de la matrice densité de spin convoluée. Par intégration sur les variables d'un W , il est possible de séparer les éléments de matrice densité d'un W^- , $\rho_{\tau_1\tau'_1}$ ou d'un W^+ , $\rho_{\tau_2\tau'_2}$: l'élément de matrice de densité de spin du boson W^- est, par exemple obtenue à partir de la relation

$$\rho_{\tau_1\tau'_1}^{W^-}(s, \cos\theta) = \sum_{\tau_2} \rho_{\tau_1\tau'_1\tau_2\tau_2}(s, \cos\theta)$$

L'extraction des paramètres TGC s'effectue en deux étapes successives [12]: En premier lieu, les éléments de la matrice densité (et leur erreur statistique) sont mesurés sur les données expérimentales à partir de la distribution différentielle $d^5\sigma/d\cos\theta d\cos\theta_1 d\phi_1 d\cos\theta_2 d\phi_2$. Dans un deuxième temps, ces mesures sont ajustées à différents modèles théoriques par minimisation d'une fonction χ^2 . Les éléments de matrice $\rho_{\tau_1\tau'_1}$ et $\rho_{\tau_2\tau'_2}$ sont calculés par les deux méthodes suivantes:

- L'utilisation des propriétés d'orthogonalité des fonctions de désintégration des fermions $D_{\tau_1\tau'_1}$, $D_{\tau_2\tau'_2}$ permet d'extraire les éléments de matrice par intégration sur les angles de désintégration du W :

$$\rho_{\tau_1\tau'_1} \frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow WW)}{d\cos\theta} = \mathcal{B}(W \rightarrow l\nu)^{-1} \int \frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow WW \rightarrow l\nu q\bar{q})}{d\cos\theta d\cos\theta_l d\phi_l} \Lambda_{\tau_1\tau'_1}(\theta_l, \phi_l) d\cos\theta_l d\phi_l$$

où $\mathcal{B}(W \rightarrow l\nu)$ est le rapport d'embranchement du canal semileptonique $l\nu q\bar{q}$, θ_l, ϕ_l sont les angles du lepton dans le référentiel de centre de masse du W et $\Lambda_{\tau_1\tau'_1}$ sont les opérateurs de projection définis dans la référence [110]. Expérimentalement, l'équation précédente est évaluée à l'aide de l'approximation:

$$\rho_{\tau_1\tau'_1}(s, \cos\theta) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \Lambda_{\tau_1\tau'_1}(s, \cos\theta_i, \phi_i)$$

où N est le nombre d'événements et $\Lambda(s, \cos\theta_i, \phi_i)$ la valeur du projecteur pour l'événement i . Les éléments de la matrice densité de spin sont alors extraits par intervalle de $\cos\theta$.

- La seconde méthode consiste à exprimer la distribution angulaire de production et de désintégration en fonction des éléments de matrice $\rho_{\tau_1\tau'_1}$, puis d'extraire ces dernières par une méthode d'ajustement par maximum de vraisemblance dans chaque intervalle $\cos\theta$. A titre d'exemple, l'expression de la section efficace différentielle partiellement intégrée sur les variables angulaires est donnée par:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta d\cos\theta_l} = \frac{3}{8}(\rho_{++} + \rho_{--})(1 + \cos^2\theta_l) + \frac{3}{4}\sin^2\theta_l \rho_{00}$$

Les composantes polarisées transversalement $d\sigma_T/d\cos\theta = d\sigma/[d\cos\theta(\rho_{++} + \rho_{--})]$ et longitudinalement $d\sigma_L/d\cos\theta = d\sigma/[d\cos\theta(\rho_{00})]$ dépendent fortement de l'angle polaire θ du boson W (à $\sqrt{s} = 190 \text{ GeV}$ et pour $\theta > 90^\circ$, près de 25% des bosons W sont polarisés longitudinalement).

La figure 4.8 représente les éléments de matrice $\rho_{++}, \rho_{--}, \rho_{00}$ et $\rho_{+-}, \rho_{0+}, \rho_{0-}$ pour des faisceaux initiaux e^+e^- non polarisés.

Le défaut majeur de la méthode de la matrice densité est essentiellement d'ordre pratique: la détermination des éléments de matrice par intervalle de $\cos\theta$ est inappropriée pour la faible statistique d'événements de Lep2. Par ailleurs, une approche totalement modèle indépendante requiererait la détermination de 81 éléments de matrice! L'exclusion des paramètres violant CP réduit ce chiffre à 36, mais ce dernier s'avère encore bien trop élevé compte tenu du nombre d'événements collectés à Lep2. Cette méthode n'a donc pas été utilisée pour ce mémoire.

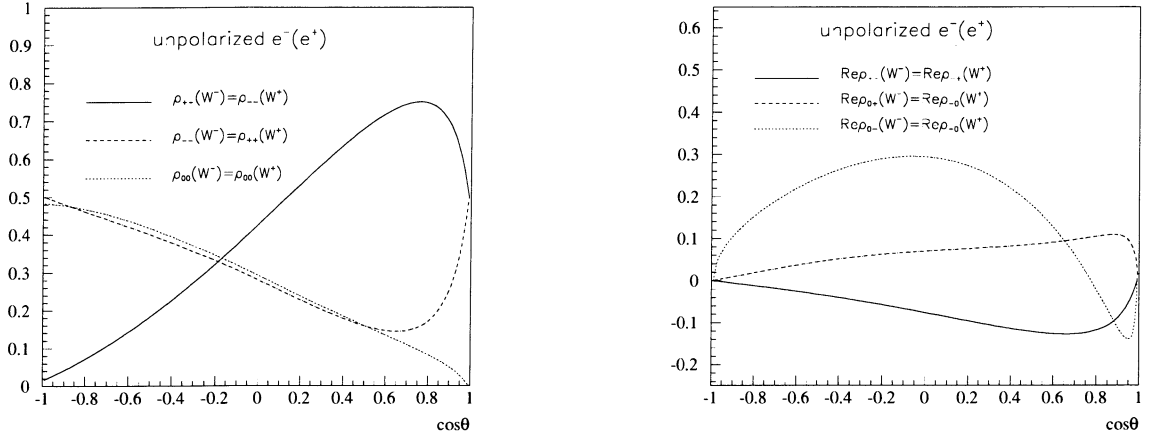


FIG. 4.8: *Eléments de matrice diagonaux (figure gauche) et non diagonaux (figure droite) $\rho_{\tau\tau'}(W)$ de la matrice densité évalués à $\sqrt{s} = 190$ GeV pour des faisceaux e^+e^- non polarisés.*

4.5.2 La méthode angulaire directe

La méthode angulaire directe est une méthode de maximum de vraisemblance où la section efficace différentielle (eq. 1, section 4.4) est utilisée pour extraire les paramètres TGC par un ajustement théorique des distributions angulaires mesurées. L'avantage de cette technique est de directement intégrer, partiellement ou totalement, les observables angulaires dans la fonction de vraisemblance. Soit $\vec{\Omega}_i = \{\cos\theta, \cos\theta_1, \cos\phi_1, \cos\theta_2, \cos\phi_2\}$ la configuration angulaire la plus générale caractérisant l'événement i , \vec{g} l'ensemble des paramètres TGC à déterminer et N_d le nombre d'événements sélectionnés dans les données, la fonction de vraisemblance est définie par:

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^{N_d} P(\vec{\Omega}_i, \vec{g})$$

où $P(\vec{\Omega}_i, \vec{g})$ est la densité de probabilité relative à l'événement i vérifiant la normalisation sur l'espace de phase $[\Omega]$:

$$\int_{[\Omega]} P(\vec{\Omega}_i, \vec{g}) d\vec{\Omega} = 1$$

La densité de probabilité est construite à partir de la section efficace différentielle normalisée:

$$P(\vec{\Omega}_i, \vec{g}) = \left. \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\vec{\Omega}} \right|_i$$

La fonction de maximum de vraisemblance (Maximum Likelihood) qui ne décrit que la forme des distributions angulaires peut être étendue (Extended Maximum Likelihood) par l'ajout d'un facteur poissonien décrivant la normalisation à la section efficace totale mesurée:

$$\mathcal{L} = \frac{(N(\vec{g})^{N_d} \exp(-N(\vec{g})))}{N_d!} \prod_{i=1}^{N_d} P(\vec{\Omega}_i, \vec{g})$$

4.5. MÉTHODES EXPÉRIMENTALES POUR LA DÉTERMINATION DES TGC DANS LE CANAL E^-

où $N(\vec{g})$ est le nombre d'événements attendus défini par:

$$N(\vec{g}) = \mathcal{L}_{umi} \varepsilon \sigma(\vec{g})$$

avec \mathcal{L}_{umi} la luminosité et ε l'efficacité de sélection (supposée indépendante de la valeur des paramètres TGC).

La contrainte additionnelle délivrée par la normalisation du nombre d'événements peut s'avérer intéressante dans le cas où les informations angulaires sont limitées. En pratique, lorsque la statistique est suffisante, l'espace de phase reconstruit (partiel ou complet) $\{\vec{V}\}$ est découpé en cellules élémentaires. Si l'on indexe par la lettre i le contenu d'une cellule quelconque, le logarithme de la fonction de vraisemblance à minimiser:

$$\ln \mathcal{L} = \sum_{j=1}^{N_d} \ln \frac{d\sigma}{d\vec{\Omega}}(\vec{\Omega}_j, \vec{g}) - N(\vec{g})$$

devient

$$\ln \mathcal{L} = \sum_{i=1}^{N_{cell}} N_{d,i} \ln(N_i(\vec{g})) - N(\vec{g})$$

L'avantage de cette méthode est qu'elle peut exploiter l'ensemble de l'information angulaire de l'événement et donc obtenir une sensibilité maximale aux paramètres TGC recherchés. En revanche, du fait de la dépendance explicite vis à vis de l'expression de la section efficace différentielle, elle n'est pas modèle indépendante. De plus il est nécessaire lors de l'ajustement de prendre en compte les effets de résolution et d'efficacité, en général difficiles à paramétriser.

En conservant les notations $\vec{\Omega}$ pour l'ensemble des variables cinématiques générées et \vec{V} pour l'ensemble des observables correspondantes mesurées dans l'appareillage, on a:

$$\int_{[\Omega]} \mathcal{R}(\vec{\Omega}, \vec{V}) d\vec{\Omega} = 1$$

où $\mathcal{R}(\vec{\Omega}, \vec{V})$ est la fonction de convolution exprimant la probabilité de transition de l'espace des variables générées $\vec{\Omega}$ vers l'espace des variables reconstruites \vec{V} et traduisant les effets de résolution et d'efficacité expérimentaux. La section efficace différentielle mesurée s'écrit alors:

$$\frac{d\sigma}{d\vec{V}}(\vec{V}, \vec{g}) = \int_{[\Omega]} \frac{d\sigma}{d\vec{\Omega}} \mathcal{R}(\vec{\Omega}, \vec{V}) d\vec{\Omega}$$

Les problèmes essentiels sont alors l'évaluation de la fonction $\mathcal{R}(\vec{\Omega}, \vec{V})$ sur l'ensemble de l'espace de phase et la dépendance fonctionnelle à l'égard de l'ensemble $\{\vec{g}\}$. La solution consiste à déterminer la fonction de vraisemblance à partir d'un ou de plusieurs lots simulés par Monte-Carlo où la variation des paramètres TGC s'effectue au moyen d'une repondération [111]:

$$\mathcal{L} \simeq \prod_{i=1}^{N_d} \left[\sum_{j=1}^{m(i)} \frac{|\mathcal{M}(\vec{\Omega}_j, \vec{g})|^2}{|\mathcal{M}(\vec{\Omega}_j, \vec{g}_0)|^2} \right] \times \left[\sum_{j=1}^M \frac{|\mathcal{M}(\vec{\Omega}_j, \vec{g})|^2}{|\mathcal{M}(\vec{\Omega}_j, \vec{g}_0)|^2} \right]^{-1} V_{ol}^{-1}$$

avec

- N_d le nombre d'événements dans les données,
- $m(i)$ le nombre d'événements Monte-Carlo reconstruits dans la cellule de l'événement i ,
- $\mathcal{M}(\vec{\Omega}, \vec{g})$ l'amplitude de probabilité de la réaction, fonction de l'ensemble des variables cinématiques générées $\{\vec{\Omega}\}$ et des paramètres de couplage $\{\vec{g}\}$,

- V_{ol}^{-1} le volume de la cellule élémentaire centrée en i .

Cette méthode est en principe applicable à la détermination des paramètres dans un espace de phase multidimensionnel et prend en compte tous les effets de résolution et d'efficacité-acceptance. En pratique, elle est néanmoins appropriée à un espace de dimension inférieure ou égale à trois. Nous l'utiliserons par la suite dans un espace à deux dimensions décrit par le couple des variables angulaires les plus sensibles aux TGC $\{\cos \theta_{(W)}, \cos \theta_l\}$ où $\theta_{(W)}$ est l'angle polaire du boson W^- et θ_l l'angle du lepton (par rapport à la direction du W dans le laboratoire) dans le référentiel de centre de masse du W .

4.5.3 La méthode des Observables Optimales

Afin de comprendre cette méthode, considérons le cas le plus simple où un processus physique est décrit par une densité de probabilité p fonction des variables $\vec{\Omega}$ de l'espace de phase de l'événement telles que:

$$p(\vec{\Omega}, \vec{g}) = f(\vec{\Omega}) + \vec{g} H(\vec{\Omega})$$

où \vec{g} représente un ensemble de paramètres à déterminer expérimentalement et où les fonctions f et H satisfont:

$$\int f(\vec{\Omega}) d\vec{\Omega} = 1, \quad \int H(\vec{\Omega}) d\vec{\Omega} = 0$$

Etant donné un ensemble de N événements décrits par la densité de probabilité f et $\{\vec{\Omega}_i, i = 1, \dots, N\}$, les paramètres \vec{g} peuvent être extraits en maximisant la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}(\{\vec{\Omega}_i\}, \vec{g})$:

$$\mathcal{L}(\{\vec{\Omega}_i\}, \vec{g}) = \prod_{i=1}^N P(\vec{\Omega}_i, \vec{g})$$

$$\left. \frac{\partial}{\partial \vec{g}} \ln \mathcal{L} \right|_{\vec{g}=\hat{\vec{g}}} = \sum_{i=1}^N \frac{H(\vec{\Omega}_i)}{f(\vec{\Omega}_i) + \hat{\vec{g}} H(\vec{\Omega}_i)} = \sum_{i=1}^N \frac{\omega(\vec{\Omega}_i)}{1 + \hat{\vec{g}} \omega(\vec{\Omega}_i)} = 0$$

qui dépend uniquement de la variable cinématique ω définie par:

$$\omega(\vec{\Omega}) = \frac{H(\vec{\Omega})}{f(\vec{\Omega})}$$

L'ajustement de la fonction de vraisemblance pour la variable ω conduit à la même équation et au même résultat $\hat{\vec{g}}$ que celle issue de l'analyse multidimensionnelle de la distribution complète $\vec{\Omega}$. L'erreur correspondante est:

$$\delta(\hat{\vec{g}})^{-1} = -E \left[\frac{\partial^2 \ln \mathcal{L}}{\partial \vec{g}^2} \right]_{\vec{g}=\hat{\vec{g}}} = N \left\langle \frac{\omega^2}{(1 + \hat{\vec{g}} \omega)^2} \right\rangle$$

C'est pour cette raison que l'observable ω est appelée observable optimale (OO). Il est intéressant de noter que, pour de petites valeurs de $\hat{\vec{g}}$, l'estimateur du maximum de vraisemblance est équivalent à la valeur moyenne:

$$\langle \omega \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \omega(\vec{\Omega}_i)$$

Ainsi, dans la limite où $\hat{\vec{g}} \rightarrow 0$, toute l'information multidimensionnelle contenue dans $\vec{\Omega}$ peut être projetée sur une dimension $\omega(\vec{\Omega})$ et cette information est aussi entièrement contenue dans le moment

4.5. MÉTHODES EXPÉRIMENTALES POUR LA DÉTERMINATION DES TGC DANS LE CANAL E^-

de premier ordre de cette observable.

La méthode des observables optimales étant basée sur la définition de quantités à une dimension ayant une sensibilité maximale aux paramètres, il est nécessaire de rappeler que les couplages α_i des TGC ne contribuent que de façon linéaire à l'amplitude des processus à 4 fermions. La section efficace différentielle peut donc se réécrire sous la forme d'un développement limité autour des paramètres g_i définis comme la déviation des couplages α_i par rapport à leur valeur prédite du Modèle Standard:

$$g_i = \alpha_i - \alpha_{i,SM}$$

$$\frac{d\sigma}{d\vec{\Omega}} = C_0(\vec{\Omega}) + \sum_i C_{1,i}(\vec{\Omega}) + \sum_{i,j} C_{2,ij}(\vec{\Omega}) g_i g_j$$

Le développement du cas le plus simple introduit au début de cette section peut être généralisé au cas à plusieurs paramètres et à des observables dont la valeur attendue ne s'annule pas à $g_i = 0$ [112]. D'une manière générale, il est possible de montrer que pour une section efficace présentant une dépendance quadratique des couplages, toute l'information cinématique de l'événement est contenue dans l'ensemble des observables optimales:

$$\mathcal{O}_{1,i} = \frac{C_{1,i}(\vec{\Omega})}{C_0(\vec{\Omega})}, \quad \mathcal{O}_{2,ij} = \frac{C_{2,ij}(\vec{\Omega})}{C_0(\vec{\Omega})}$$

i.e. si les variables cinématiques de chaque événement sont connues avec une précision infinie, les observables \mathcal{O}_1 et \mathcal{O}_2 permettent de déterminer les couplages avec la plus grande précision statistique possible. A chaque couplage correspondent donc deux observables optimales. Si l'on veut ajuster deux paramètres en même temps (par exemple Δg_1^Z versus λ_γ), les variables optimales correspondant aux termes croisés de l'élément de matrice doivent être prises en compte (ce qui porte à 5 le nombre d'OO pour un fit 2D et à 9 pour un fit 3D). L'ajustement devient plus difficile à réaliser. Aussi 2 approches sont possibles:

- La méthode itérative:

cette approche tend à transférer le maximum d'information dans les moments de premier ordre qui sont les seules observables utilisées. La section efficace différentielle est développée autour d'une valeur de couplage \tilde{g}_i sous la forme:

$$\frac{d\sigma}{d\vec{\Omega}} = \tilde{C}_0(\vec{\Omega}) + \sum_i \tilde{C}_{1,i}(\vec{\Omega})(g_i - \tilde{g}_i) + \sum_{ij} \tilde{C}_{2,ij}(\vec{\Omega})(g_i - \tilde{g}_i)(g_j - \tilde{g}_j)$$

avec

$$\begin{aligned} \tilde{C}_0(\vec{\Omega}) &= C_0(\vec{\Omega}) + \sum_i C_{1,i}(\vec{\Omega})\tilde{g}_i + \sum_{ij} C_{2,ij}(\vec{\Omega})\tilde{g}_i\tilde{g}_j \\ \tilde{C}_{1,i}(\vec{\Omega}) &= C_{1,i}(\vec{\Omega}) + 2 \sum_j C_{2,ij}(\vec{\Omega})\tilde{g}_j \\ \tilde{C}_{2,ij}(\vec{\Omega}) &= C_{2,ij}(\vec{\Omega}) \end{aligned}$$

De nouvelles observables sont construites:

$$\tilde{\mathcal{O}}_{1,i} = \frac{\tilde{C}_{1,i}(\vec{\Omega})}{\tilde{C}_0(\vec{\Omega})}$$

et utilisées dans une technique itérative. Les erreurs statistiques des couplages seront les plus petites possibles si les \tilde{g}_i sont égales aux valeurs mesurées des g_i .

- La méthode des observables d'ordre 2:

Dans ce cas, la stratégie adoptée est d'utiliser à la fois les observables de premier ordre \mathcal{O}_1 et les observables du deuxième ordre \mathcal{O}_2 pour garantir une utilisation optimale de l'information angulaire. En outre cette procédure évite certaines complications pouvant survenir dans la méthode itérative telles que des oscillations de la convergence autour de structures à double minima rapprochés.

Pour l'ensemble des couplages $\{g_i\}$, la probabilité d'observer l'événement généré en $\vec{\Omega}_i$ s'écrit:

$$P(\vec{\Omega}_i, \vec{g}) = \frac{C_0(\vec{\Omega}_i) + C_{1,l}(\vec{\Omega}_i)g^l + C_{2,lm}(\vec{\Omega}_i)g^l g^m}{\sigma_0 + \sigma_{1,l}g^l + \sigma_{2,lm}g^l g^m}$$

avec $\sigma_k = \int C_k(\vec{\Omega})d\vec{\Omega}$. La dérivée de la fonction de vraisemblance à annuler s'écrit alors simplement:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \ln \mathcal{L}}{\partial g^k} = & \sum_{i=1}^{N_d} \frac{\mathcal{O}_{1,k}(\vec{\Omega}_i) + \mathcal{O}_{2,kl}(\vec{\Omega}_i)g^l(1 - \delta_{kk}) + 2\mathcal{O}_{2,kk}(\vec{\Omega}_i)g^k}{1 + \mathcal{O}_{1,k}(\vec{\Omega}_i)g^l + \mathcal{O}_{2,lm}(\vec{\Omega}_i)g^l g^m} \\ & - N_d \frac{\sigma_{1,k}g^k + \sigma_{2,kl}g^l(1 - \delta_{kl}) + 2\sigma_{2,kk}g^k}{1 + \sigma_{1,l}g^l + \sigma_{2,lm}g^l g^m} \end{aligned}$$

En pratique, l'espace des variables optimales est divisé en cellules élémentaires et la distribution attendue du nombre d'événements en fonction des couplages est donnée par une technique de repondération du Monte-Carlo qui prend automatiquement en compte les effets de résolution et d'efficacité de détection. Les variables optimales sont calculées en fonction des variables cinématiques reconstruites et sont telles que l'événement correspondant vérifie la conservation de l'énergie et de l'impulsion (réalisé au moyen d'un ajustement cinématique à 4 contraintes (4C) décrit auparavant dans la section sur la mesure de la section efficace σ_{WW}). On peut montrer [113] que l'approximation résidant dans le fait d'utiliser des variables cinématiques reconstruites réajustées dont dépendent les variables optimales à la place des variables cinématiques générées est une très bonne approximation. La fonction de vraisemblance à maximiser devient:

$$\ln \mathcal{L} = \sum_{i=1}^{N_{cell}} N_{d,i} \ln N_i(\vec{g}) - N(\vec{g})$$

où $N_{d,i}$ est le nombre d'événements des données collectées dans la cellule i , $N(\vec{g})$ le nombre total d'événements attendu défini par:

$$N(\vec{g}) = \sum_{i=1}^{N_{cell}} N_i(\vec{g})$$

et $N_i(\vec{g})$, le nombre d'événements attendu dans la cellule i de l'espace des variables optimales $\{\mathcal{O}_{1,l}; \mathcal{O}_{2,lm}\}$:

$$N_i(\vec{g}) = \sum_{j=1}^{N_{i,MC}} w \frac{|\mathcal{M}(\vec{\Omega}_j, \vec{g})|^2}{|\mathcal{M}(\vec{\Omega}_j, \vec{g}_0)|^2} \quad (2)$$

où w est le facteur de normalisation du lot Monte-Carlo contenant N_{MC} événements:

$$w = \frac{\sigma_{tot}(\vec{g}_0) \times \mathcal{L}_{umi}}{N_{MC}},$$

$N_{i,MC}$ représente le nombre d'événements Monte-Carlo dans la cellule i et \vec{g}_0 les valeurs des couplages du lot Monte-Carlo utilisé. Les éléments de matrice $\mathcal{M}(\vec{\Omega}, \vec{g})$ et $\mathcal{M}(\vec{\Omega}, \vec{g}_0)$ sont calculés à l'aide des sous-programmes de générateurs d'événements tels que ERATO [114] ou EXCALIBUR [115]. Afin d'optimiser le temps de calcul, on met à profit l'existence de la forme quadratique qui permet

4.5. MÉTHODES EXPÉRIMENTALES POUR LA DÉTERMINATION DES TGC DANS LE CANAL E^+E^-

d'exprimer simplement l'élément de matrice de chaque événement en fonction des couplages. Cette forme est entièrement déterminée par 10 constantes pour chaque événement:

$$|\mathcal{M}(\vec{\Omega}, \vec{g})|^2 = C_{ab}(\vec{\Omega}) g^a g^b \quad (a, b = 0, \dots, 3)$$

avec $g^0 = 1$ La relation (2) s'écrit alors:

$$N_i(\vec{g}) = w \sum_{j=1}^{N_{i,MC}} C_{ab}(\vec{\Omega}) g^a g^b$$

Les ajustements 1D présentés dans ce mémoire et réalisés à l'aide de cette méthode ont été mis en oeuvre indépendamment pour chaque couplage, les deux autres étant fixés à leur valeur prédite par le Modèle Standard. Les ajustements 2D font intervenir 2 couplages libres, le troisième étant fixé à sa valeur standard. Le cas bidimensionnel, plus complexe, sera décrit ultérieurement. Pour un couplage mesuré, la distribution ajustée est à 2 dimensions et bien que les termes quadratiques soient petits et proches de la valeur minimale extraite (voisine de 0), leur prise en compte apporte une réduction de l'incertitude statistique qui peut être de l'ordre de 15%. Quelle que soit la méthode envisagée parmi les trois présentées auparavant, il est nécessaire de prendre en compte l'influence du bruit de fond résiduel. Dans le cas de la méthode angulaire et de la méthode OO, ceci revient à modifier la fonction de maximum de vraisemblance suivant:

$$\ln \mathcal{L} = \sum_{i=1}^{N_{cell}} \ln[N_i(\vec{g}) + N_{i,bdf}] - (N_s(\vec{g}) + N_{bdf})$$

Les valeurs du nombre d'événements bruit de fond par cellule $N_{i,bdf}$ et du nombre d'événements total N_{bdf} sont déterminées au moyen d'une simulation par Monte-Carlo incluant les effets de détecteur. Une étude comparative des trois méthodes statistiques exposées ci-dessus [12] a permis de montrer l'avantage d'utiliser le plus grand nombre d'informations angulaires afin d'augmenter la sensibilité de ces procédures. La méthode angulaire directe et la méthode des observables optimales utilisant les mêmes variables ($\cos \theta, \cos \theta_1, \cos \theta_2, \phi_1, \phi_2$) permettent d'obtenir des résultats du même ordre de grandeur en terme d'erreur statistique. La méthode des éléments de matrice densité a une erreur statistique plus importante (figure 4.9a). Dans le cas de l'ajustement simultané de deux couplages, une seconde région autorisée différente de celle prédite par le Modèle Standard ($\alpha W\phi = \alpha B\phi = 0$) peut apparaître (figure 4.9b). Cet effet résulte de la dépendance linéaire des amplitudes d'hélicité de production en fonction des couplages TGC. De par la moindre sensibilité de la méthode de la densité de spin, la méthode des observables optimales et la méthode angulaire semblent être les mieux adaptées à la mesure des couplages trilineaires anormaux à Lep2. Ces deux techniques ont été retenues par la collaboration Delphi pour l'analyse des canaux de désintégration semileptonique et hadronique.

4.5.4 Discussion sur la structure et le comportement de la fonction de vraisemblance

Les fonctions de vraisemblances utilisées pour la détermination des couplages anormaux présentent une structure particulière en raison de la dépendance quadratique des éléments de matrice carrés à l'égard des couplages ainsi que de la sensibilité de la section efficace totale à ces derniers. La figure 4.10 montre la variation de la section efficace totale de production de paires W^+W^- en présence de couplages anormaux.

Comparison of methods

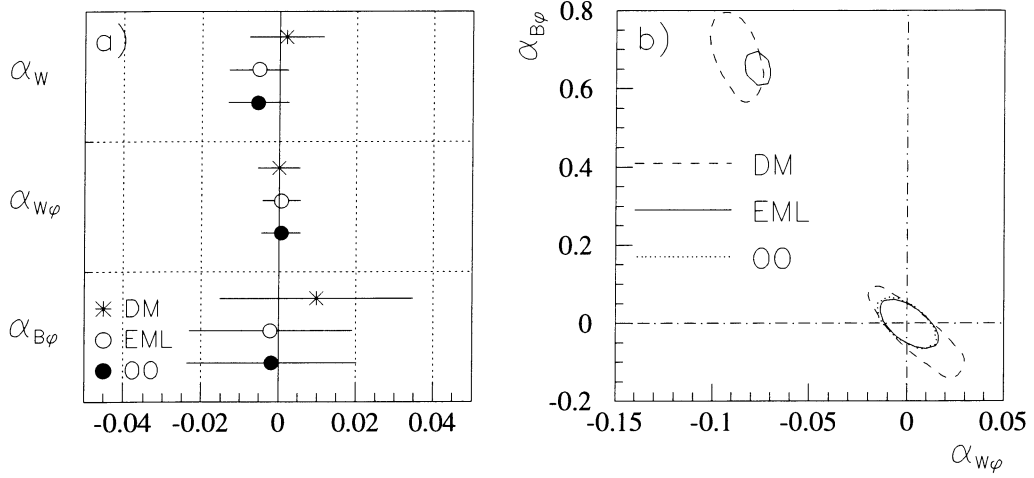


FIG. 4.9: Comparaison de la sensibilité des différentes méthodes de détermination des TGC sur des événements simulés à $\sqrt{s} = 190$ GeV: Matrice densité de spin (DM), méthode angulaire avec maximum de vraisemblance étendue (EML), observables optimales (OO). Sur la figure a), les erreurs correspondent à $\pm 1\sigma$ de l'ajustement des couplages α_W , $\alpha_{W\phi}$ et $\alpha_{B\phi}$. Sur la figure b) sont indiqués les contours à 95% de niveau de confiance de l'ajustement simultané de $\alpha_{W\phi}$ et $\alpha_{B\phi}$. Extrait de [12].

Le comportement quadratique, calculé par intégration Monte-Carlo à l'aide du programme ERATO à 189 GeV pour chacun des trois couplages non standards Δg_1^Z , $\Delta\kappa_\gamma$ et λ_γ s'exprime comme:

$$\begin{aligned}\sigma_{WW}(\Delta\kappa_\gamma)/\sigma_{WW}^{SM} &= 1 - 0.069\Delta\kappa_\gamma + 0.075(\Delta\kappa_\gamma)^2 \\ \sigma_{WW}(\Delta g_1^Z)/\sigma_{WW}^{SM} &= 1 - 0.028\Delta g_1^Z + 0.384(\Delta g_1^Z)^2 \\ \sigma_{WW}(\lambda_\gamma)/\sigma_{WW}^{SM} &= 1 - 0.043\lambda_\gamma + 0.319(\lambda_\gamma)^2\end{aligned}$$

Il est clair que les comportements des sections efficaces en fonction de Δg_1^Z et λ_γ sont voisins alors que celui de $\Delta\kappa_\gamma$ se distingue des précédents avec la possibilité de sensiblement diminuer la valeur de la section efficace totale pour $\Delta\kappa_\gamma \simeq 0.5$. Afin de comprendre les conséquences du comportement quadratique des sections efficaces différentielles, regardons à nouveau la fonction de vraisemblance (à un seul couplage g pour simplifier):

$$\ln\mathcal{L}(g) = N_d \ln N(g) - N(g) - \ln(N_d!)$$

où N_d est le nombre d'événements sélectionnés et $N(g)$ le nombre d'événements attendus en fonction de la valeur du couplage g .

Les dérivées première et seconde ont pour expressions:

$$\begin{aligned}\frac{d\ln\mathcal{L}}{dg} &= -\frac{dN}{dg} \left(1 - \frac{N_d}{N(g)}\right) \\ \frac{d^2\ln\mathcal{L}}{dg^2} &= -\frac{d^2N}{dg^2} \left(1 - \frac{N_d}{N(g)}\right) - \left(\frac{dN}{dg}\right)^2 \frac{N_d}{N(g)^2}\end{aligned}$$

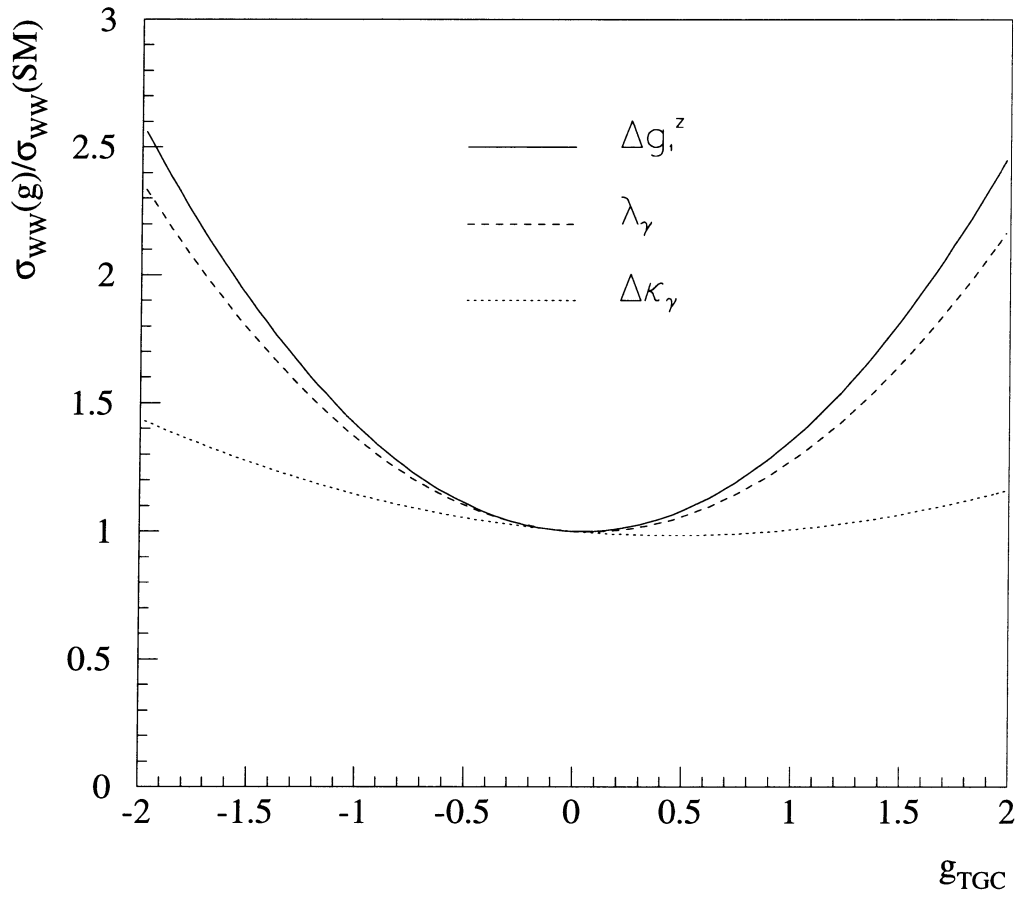


FIG. 4.10: Rapport de la section efficace CC03 anormale et de la section efficace CC03 standard en fonction des trois couplages Δg_1^Z , $\Delta \kappa_\gamma$ et λ_γ pris séparément à $\sqrt{s} = 190 \text{ GeV}$.

La fonction de vraisemblance admet des extrema en $g = g_{min}$ vérifiant:

$$\frac{dN}{dg} = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{N_d}{N(g)} = 1$$

où $N(g)$ se paramétrise sous la forme:

$$N(g) = N_0(1 + C_1g + C_2g^2)$$

Dans le cas de la première condition ($\frac{dN}{dg} = 0$), comme $d^2N/dg^2 = 2N_0C_2 > 0$, l'extremum est un maximum si et seulement si

$$N_d < N(g_{min})$$

avec $g_{min} = -C_1/2C_2$. Dans le cas de la seconde condition, la fonction quadratique

$$C_2g^2 + C_1g + (1 - N_d/N_0) = 0$$

admet deux solutions lorsque $N_d > N(g_{min}) = N_0(1 - C_1^2/4C_2)$ et aucune sinon. Quand ces solutions existent, les extrema obtenus sont des maxima de vraisemblance égale.

En résumé, soit le nombre d'événements sélectionnés dans les données est inférieur à $N(g_{min})$ et la fonction de vraisemblance admet un minimum unique pour la valeur du couplage $g = g_{min}$, soit le nombre d'événements sélectionnés est supérieur à $N(g_{min})$ et la fonction de vraisemblance possède alors 2 maxima d'égale amplitude symétriques par rapport à g_{min} . Les 2 maxima seront d'autant plus éloignés l'un de l'autre que le rapport C_1/C_2 sera grand: cette condition explique pourquoi les ajustements du couplage $\Delta\kappa_\gamma$ présentent des instabilités du positionnement du maximum de vraisemblance et des erreurs fortement asymétriques.

L'incertitude statistique Δg^\pm est telle que:

$$\ln\mathcal{L}(\bar{g} + \Delta g^+) = \ln\mathcal{L}(\bar{g} - \Delta g^-) = \ln\mathcal{L}(\bar{g}) - \frac{1}{2}$$

où \bar{g} correspond au maximum absolu de la fonction de vraisemblance. L'incertude statistique sera d'autant plus importante que le rapport C_1/C_2 sera grand: ceci explique pourquoi les erreurs statistiques de Δg_1^Z et de λ_γ sont voisines et nettement inférieures à celle de $\Delta\kappa_\gamma$. De manière générale, l'ajustement par une méthode de maximum de vraisemblance étendue prenant en compte la normalisation totale du nombre d'événements sélectionnés réduit l'erreur statistique (par rapport à une méthode de maximum de vraisemblance simple); bien qu'il arrive parfois que l'adjonction du terme poissonien global augmente l'incertitude de la mesure du fait de l'apparition d'un second maximum proche du maximum principal.

Un autre point important de l'analyse concerne les conditions d'optimisation des performances de l'ajustement: celui-ci ne doit pas reposer que sur la recherche de la plus petite erreur statistique car ce choix pourrait biaiser l'analyse. En effet, la valeur de l'incertitude statistique est d'autant plus petite que la valeur du minimum ajusté \bar{g} s'écarte de g_{min} . Cette corrélation entre la valeur centrale et l'incertitude est encore liée à la structure quadratique des fonctions dérivées première et seconde.

4.6 Analyse des résultats

La précision statistique des mesures des couplages trilineaires est notablement influencée par l'énergie de collision à laquelle se produit la réaction $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. Une étude réalisée en 1996 [116] a montré qu'à luminosité intégrée égale, l'incertitude statistique sur chacun des couplages est environ 1.5 fois plus faible à 190 GeV qu'à 172 GeV (en raison de l'augmentation de la contribution

de la voie s). Les données collectées en 1998 et 1999 ont été produites à une énergie élevée (189 GeV en 1998, de 192 GeV à 202 GeV en 1999) et avec une luminosité intégrée importante (152.4 et 220.9 pb^{-1} respectivement). Ces données ont été analysées au laboratoire en utilisant l'état final semileptonique. Les mesures des couplages anormaux Δg_1^Z , $\Delta \kappa_\gamma$, λ_γ ont été obtenues par la méthode angulaire directe et par la technique des observables optimales.

Les lots de données provenant des années antérieures et les autres états finals apportent un gain de précision statistique non négligeable; ils seront brièvement décrit puis pris en compte à la fin du chapitre dans la combinaison des résultats à d'autres canaux de physique, d'autres données ou même par d'autres expériences.

La méthode angulaire directe utilise l'estimation de la section efficace différenciée par rapport à deux variables qui semblent être les plus naturelles et les plus sensibles pour l'estimation des couplages. Ce sont d'une part l'angle polaire de production du W^- , θ_W , et d'autre part l'angle θ_l entre la direction du lepton chargé produit et celle de l'électron du faisceau si le lepton est chargé négativement ou du positron dans le cas contraire. L'espace de phase réduit est constitué par le plan $(\cos \theta_W, \cos \theta_l)$ matérialisé à l'aide d'un histogramme à deux dimensions de 15×15 cellules de même surface. Cette granularité permet un bon compromis entre la bonne sensibilité des variables aux couplages et l'incertitude liée à la statistique de la simulation Monte-Carlo.

Afin d'obtenir la meilleure résolution possible sur les variables cinématiques, un ajustement cinématique contraint (4C) est appliqué à chaque événement. Les valeurs attendues des corrections appliquées aux variables du lepton chargé dépendent de son type: si c'est un électron ou un muon la valeur attendue de la correction est petite et l'incertitude est donnée par l'algorithme de reconstruction de traces, dans le cas où un τ est sélectionné, l'émission du ν_τ résultant de sa désintégration est prise en considération.

L'ajustement à une dimension de chaque paramètre TGC (les 2 autres étant fixés à leur valeur prédite par le Modèle Standard, i.e. fixés à une valeur nulle) est réalisé par la méthode de vraisemblance décrite dans la section précédente et qui fait intervenir la probabilité d'observer N_i événements dans une cellule i quand $N_i(\vec{g})$ événements sont attendus (loi de Poisson). Les résultats des ajustements de la méthode angulaire sont indiqués dans le tableau 4.7.

	$\Delta \kappa_\gamma$	Δg_1^Z	λ_γ
1998			
méthode angulaire			
Forme (ML fit)	$-0.00 \pm_{0.26}^{0.50}$	$+0.05 \pm_{0.13}^{0.11}$	$+0.07 \pm_{0.13}^{0.11}$
Forme+Normalisation (EML fit)	$-0.00 \pm_{0.24}^{0.43}$	$+0.07 \pm_{0.12}^{0.11}$	$+0.06 \pm_{0.11}^{0.10}$
méthode O.O.			
Forme+Normalisation (EML fit)	$-0.02 \pm_{0.26}^{0.40}$	$-0.01 \pm_{0.09}^{0.09}$	$+0.04 \pm_{0.09}^{0.09}$
1999			
méthode angulaire			
Forme (ML fit)	$+0.03 \pm_{0.19}^{0.27}$	$-0.06 \pm_{0.07}^{0.07}$	$-0.06 \pm_{0.07}^{0.08}$
Forme+Normalisation (EML fit)	$-0.05 \pm_{0.16}^{0.21}$	$-0.07 \pm_{0.07}^{0.07}$	$-0.08 \pm_{0.08}^{0.07}$
méthode O.O.			
Forme+Normalisation (EML fit)	$-0.06 \pm_{0.14}^{0.16}$	$-0.07 \pm_{0.06}^{0.06}$	$-0.03 \pm_{0.06}^{0.06}$

TAB. 4.7: Résultats obtenus lors des ajustements à un seul paramètre pour chacun des trois couplages $\Delta \kappa_\gamma$, Δg_1^Z , λ_γ . Les résultats indiqués sont issus de la méthode des angles de production (θ_W, θ_l) (avec ou sans prise en compte de la normalisation globale) et de celle des observables optimales. L'incertitude mentionnée est uniquement d'origine statistique.

Les distributions expérimentales des deux variables utilisées pour déterminer les couplages tri-linéaires anormaux sont représentés sur la figure 4.11.

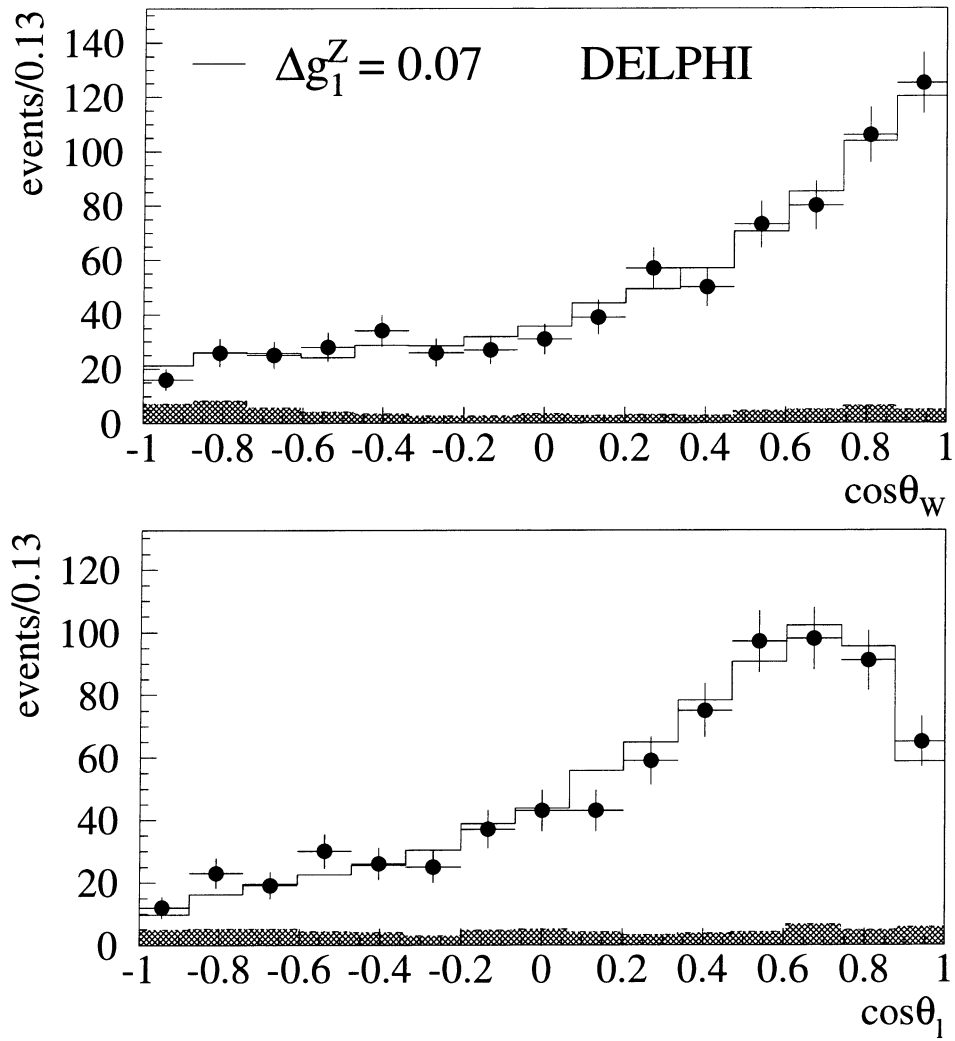


FIG. 4.11: Distributions angulaires $\cos\theta_W$ et $\cos\theta_l$ des événements $lvq\bar{q}$, $l = e, \mu, \tau$. Les points représentent les données collectées à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ et l'histogramme la valeur ajustée aux données du couplage anormal Δg_1^Z . La zone sombre de l'histogramme indique le bruit de fond résiduel.

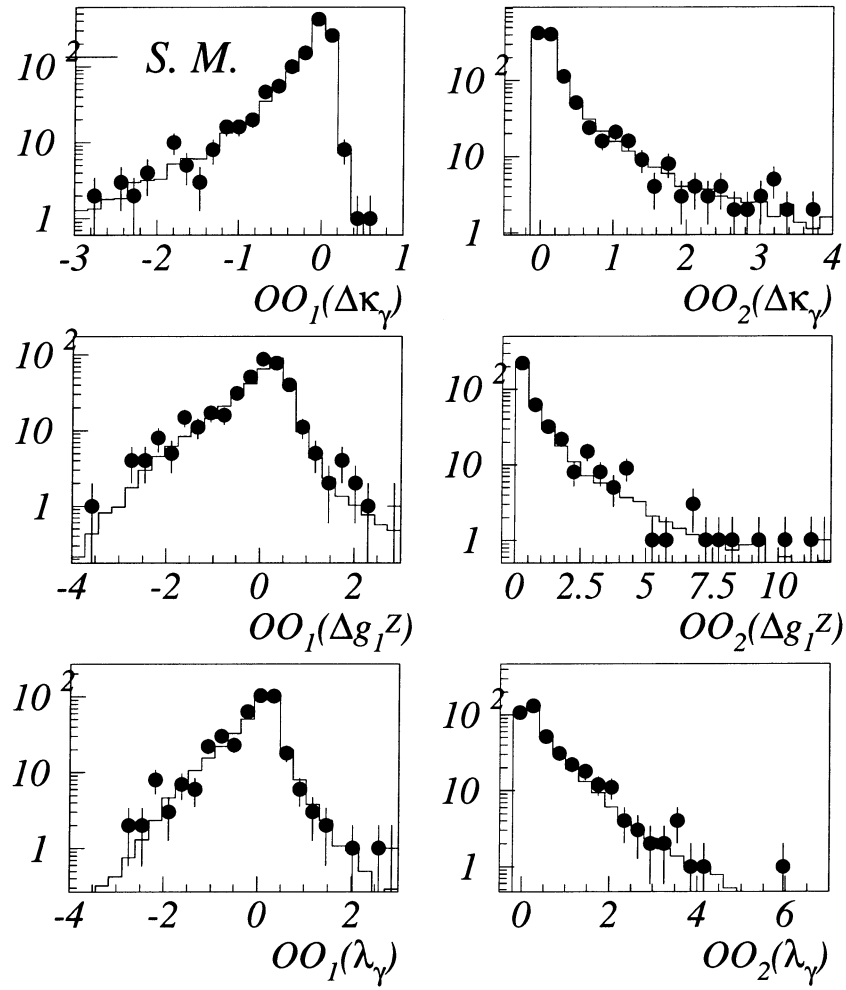


FIG. 4.12: Distributions des variables optimales de premier ordre OO_1 et de deuxième ordre OO_2 des événements semileptoniques pour chaque couplage anormal $\Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^Z$ et λ_γ . Les points représentent les données collectées à $\sqrt{s} = 189$ GeV et les histogrammes indiquent les prédictions du Modèle Standard.

La seconde méthode de détermination des TGC utilise les variables optimales de premier (OO_1) et de deuxième ordre (OO_2). L'ajustement 1D de ces variables physiques aux prédictions théoriques conduit aux résultats mentionnés dans le tableau 4.7. La comparaison des distributions expérimentales OO_1 et OO_2 aux prédictions du Modèle Standard est représentée par les histogrammes de la figure 4.12.

L'ajustement de deux couplages anormaux par la méthode des variables optimales nécessite l'introduction d'une fonction de vraisemblance définie sur un espace de dimension 5. L'accroissement de la dimensionnalité de l'espace des observables optimales rend son équipartition en cellules rédhibitoire: un nombre minimal d'événements par cellule engendrerait la nécessité de simuler une trop grande quantité d'événements Monte-Carlo. Il est donc important de définir une stratégie de partition des événements sachant que le nombre $S(m, n)$ de répartitions possibles de m objets de longueur n est donné par:

$$S(m, n) = \frac{1}{n!} \sum_{j=1}^n (-1)^{n-j} \begin{bmatrix} n \\ j \end{bmatrix} j^m$$

conduisant à $s(100, 5) = 10^{68}$!

Considérons une matrice $X = \{x_{ij}\}$ où $i = 1, \dots, m$ représente un point-objet et $j = 1, \dots, l$ une variable-coefficient. Il est clair que les m vecteurs x_i contiennent l'information la plus précise et le centroïde $\bar{x} = m^{-1} \sum_i x_i$ l'information sous sa forme la plus condensée. Un compromis peut être retenu en comprimant l'information en n cellules-centroïdes ($1 < n < m$) dont la fonction de partition $C_j (j = 1, \dots, n)$ est choisie de façon à minimiser le critère de variance suivant :

$$(C_1, \dots, C_n) = \sum_{j=1}^n \sum_{i \in C_j} \|x_i - \bar{x}_j\|^2 \rightarrow \text{minimum}$$

Ainsi les ensembles non vides C_i sont constitués de manière à ce que la somme des sommes des distances carrées euclidiennes des éléments de la cellule à son barycentre soit minimale. La création des cellules C_i dans un espace de variables optimales à deux (resp. 5) dimensions pour un ajustement 1D (resp. 2D) est réalisée par l'algorithme de recombinaison KMEANS [117]. On constate que la méthode des observables optimales avec une optimisation de l'espace par partitionnement, présente de manière générale une meilleure stabilité lorsque le nombre de cellules varie. Les événements de la simulation et des données sont regroupés en minimisant la distance :

$$d(x, y) = \sqrt{(x - y)^\top (x - y)}$$

Une fois réalisée la partition des événements en cellules, la méthodologie classique de l'ajustement par maximum de vraisemblance peut être appliquée. Les résultats des ajustements 1D dérivés de la combinaison de la méthode de réarrangement par l'algorithme KMEANS et de la méthode des observables optimales conduit aux valeurs reportées dans le tableau 4.8, en bon accord avec celles précédemment mentionnées (tableau 4.7).

	$\Delta\kappa_\gamma$	Δg_1^Z	λ_γ
Données 1998	$-0.14 \pm_{0.24}^{0.34}$	$+0.04 \pm_{0.10}^{0.11}$	$+0.07 \pm_{0.11}^{0.12}$
Données 1999	$-0.01 \pm_{0.15}^{0.18}$	$-0.07 \pm_{0.06}^{0.06}$	$-0.04 \pm_{0.06}^{0.07}$

TAB. 4.8: Résultats obtenus lors des ajustements à un seul paramètre pour chacun des trois couplages $\Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^Z, \lambda_\gamma$ par la méthode des observables optimales précédée d'une recombinaison en cellules par l'algorithme KMEANS. L'incertitude mentionnée est uniquement d'origine statistique.

Les résultats des trois ajustements 2D combinant réarrangement et méthode OO pour les années 1998 et 1999 sont illustrés par les figures 4.13 et 4.14 respectivement. Sur celles-ci sont représentés les contours à 70%, 90% et 95% de niveau de confiance incluant le point standard centré à (0,0).

En résumé, la combinaison des données collectées en 1998 à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ et en 1999 pour \sqrt{s} variant de 192 à 202 GeV a permis de confirmer l'existence des couplages trilineaires. La confrontation des valeurs expérimentales des 3 couplages $\Delta g_1^Z, \Delta\kappa_\gamma, \lambda_\gamma$ obtenus à l'aide de la méthode d'extraction la plus précise (observables optimales) avec les valeurs quasi-nulles prédites par la théorie est compatible, pour chaque couplage individuel (tableau 4.9) et pour chaque couple de couplages (figure 4.15).

4.7 Tests des méthodes et incertitudes systématiques

4.7.1 Tests des méthodes

La cohérence des méthodes statistiques utilisées pour extraire les couplages TGC est vérifiée à l'aide de simulations Monte-Carlo. Les valeurs centrales ainsi que leurs erreurs provenant des résultats

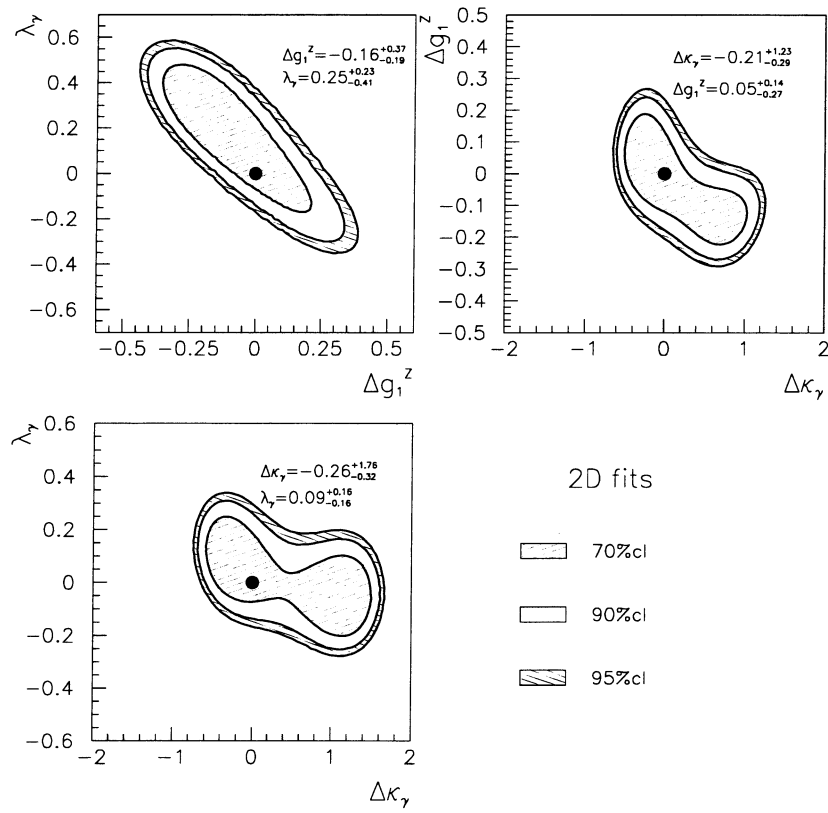


FIG. 4.13: Contours à 70%, 90% et 95% de niveau de confiance sur les valeurs des paramètres $(\Delta g_1^Z, \lambda_\gamma)$, $(\Delta \kappa_\gamma, \Delta g_1^Z)$ et $(\Delta \kappa_\gamma, \lambda_\gamma)$ extraites des données collectées en 1998 à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ (états finals semileptoniques). Les points représentent les prédictions du Modèle Standard.

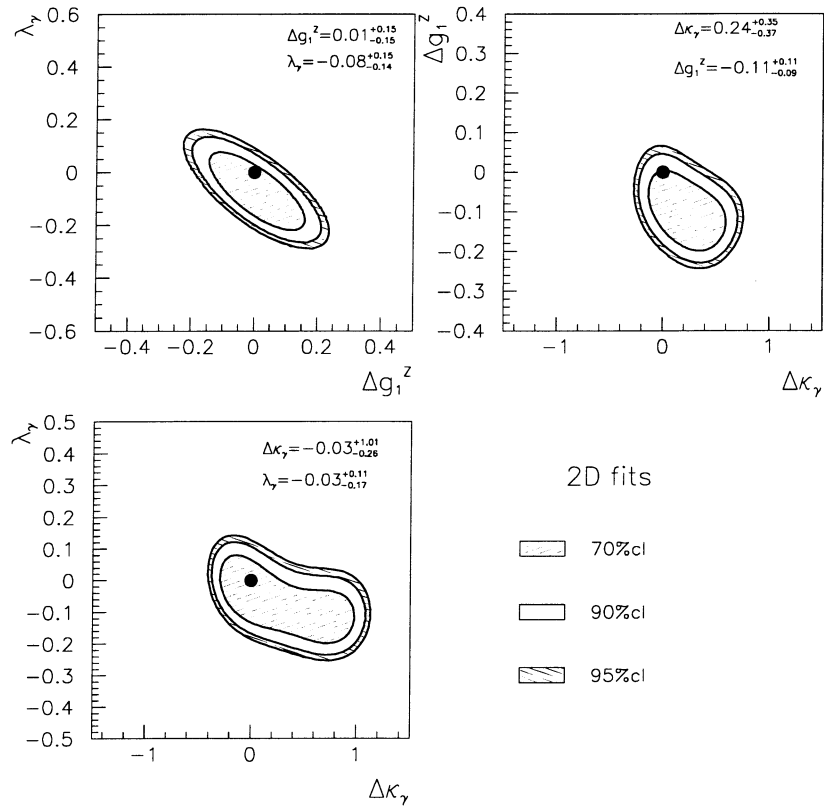


FIG. 4.14: Contours à 70%, 90% et 95% de niveau de confiance sur les valeurs des paramètres $(\Delta g_1^Z, \lambda_\gamma)$, $(\Delta \kappa_\gamma, \Delta g_1^Z)$ et $(\Delta \kappa_\gamma, \lambda_\gamma)$ extraites des données collectées en 1999 pour une énergie variant de $\sqrt{s} = 192 \text{ GeV}$ à $\sqrt{s} = 202 \text{ GeV}$ (états finals semileptoniques). Les points représentent les prédictions du Modèle Standard.

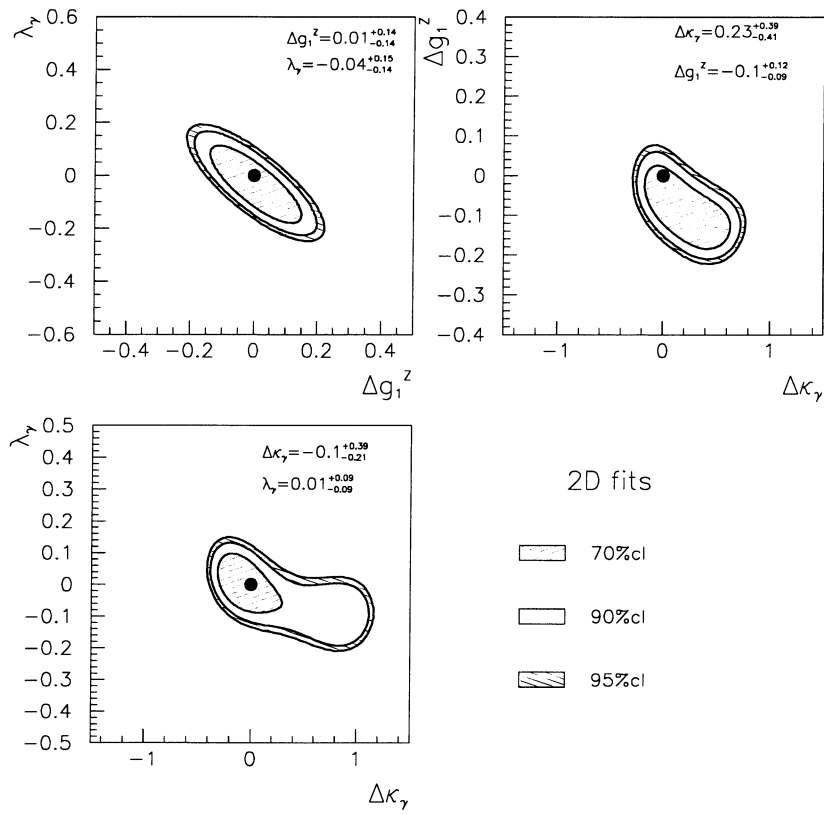


FIG. 4.15: Contours à 70%, 90% et 95% de niveau de confiance sur les valeurs des paramètres $(\Delta g_1^Z, \lambda_\gamma)$, $(\Delta \kappa_\gamma, \Delta g_1^Z)$ et $\Delta \kappa_\gamma, \lambda_\gamma$ extraites des données combinées collectées en 1998 et 1999 (états finals semileptoniques). Les points représentent les prédictions du Modèle Standard.

	$\Delta\kappa_\gamma$	Δg_1^Z	λ_γ
Données 1998+1999	$-0.037 \pm_{0.131}^{0.157}$	$-0.045 \pm_{0.050}^{0.051}$	$-0.009 \pm_{0.055}^{0.058}$
Intervalle de confiance (à 95% de probabilité)	$[-0.30; 0.28]$	$[-0.15; 0.06]$	$[-0.12; 0.11]$

TAB. 4.9: Résultats combinés 1998+1999 obtenus lors des ajustements à un seul paramètre pour chacun des trois couplages anormaux $\Delta\kappa_\gamma$, Δg_1^Z , λ_γ par la méthode des observables optimales précédée d'une recombinaison en cellules par l'algorithme KMEANS. L'incertitude mentionnée est uniquement d'origine statistique.

de minimisation de la fonction de vraisemblance sont testées de différentes manières:

- Des échantillons d'événements simulés avec des valeurs de couplage non nulles $\{\Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^Z, \lambda_\gamma\}$ sont utilisés comme lots de données pour réaliser des ajustements à une ou deux dimensions. Une série d'ajustements sur des lots d'événements $evq\bar{q}$ et $\mu\nu q\bar{q}$ générés à des valeurs de couplages non standards différentes de 0 a été réalisée comme l'illustrent la figure 4.16 et le tableau 4.10. On constate que quel que soit le couplage considéré, on observe une linéarité satisfaisante des techniques choisies.

La même conclusion s'applique au cas où deux couplages anormaux de valeurs non nulles sont évalués simultanément par un ajustement à deux dimensions.

$\Delta\kappa_\gamma$	-1	0	1
$evq\bar{q}$	$-1.04 \pm_{0.10}^{0.10}$	$+0.29 \pm_{0.12}^{0.12}$	$+0.98 \pm_{0.20}^{0.16}$
$\mu\nu q\bar{q}$	$-0.91 \pm_{0.09}^{0.09}$	$+0.02 \pm_{0.14}^{0.18}$	$-0.02 \pm_{0.16}^{1.58}$
Δg_1^Z	-0.5	0	0.5
$evq\bar{q}$	$-0.52 \pm_{0.05}^{0.05}$	$+0.04 \pm_{0.05}^{0.05}$	$+0.52 \pm_{0.07}^{0.07}$
$\mu\nu q\bar{q}$	$-0.54 \pm_{0.04}^{0.04}$	$+0.01 \pm_{0.06}^{0.06}$	$+0.49 \pm_{0.06}^{0.06}$
λ_γ	-0.5	0	0.5
$evq\bar{q}$	$-0.47 \pm_{0.05}^{0.05}$	$+0.01 \pm_{0.05}^{0.05}$	$+0.61 \pm_{0.06}^{0.06}$
$\mu\nu q\bar{q}$	$-0.42 \pm_{0.05}^{0.05}$	$+0.04 \pm_{0.06}^{0.06}$	$+0.58 \pm_{0.06}^{0.06}$

TAB. 4.10: Résultats des ajustements-tests obtenus pour les trois couplages non nuls $\Delta\kappa_\gamma$, Δg_1^Z , λ_γ après sélection, reconstruction cinématique des événements $evq\bar{q}$ et $\mu\nu q\bar{q}$ (méthode des variables optimales avec recombinaison en cellules).

- Des lots d'événements standards (i.e. à couplages anormaux nuls) de grandes tailles (plusieurs dizaines de milliers d'événements CC03) ont également été utilisés comme lots-tests. Les valeurs ajustées des trois couplages sont toutes compatibles avec les valeurs nulles initiales.
- Une autre procédure permettant de tester les différents biais des méthodes consiste à étudier le rapport de la déviation entre la valeur initiale du couplage g^0 et celle mesurée g à l'erreur statistique de mesure δg (cette quantité étant communément nommée “Pull”):

$$Pull = \frac{g_i^0 - g_i}{\delta g_i}$$

Pour une méthode non biaisée, cette distribution doit être gaussienne, centrée sur 0 et d'écart type 1. Si l'écart type du *Pull* est inférieur à 1, la procédure d'ajustement a tendance à surestimer l'erreur de mesure alors que dans le cas contraire, l'erreur sur l'ajustement sera sous-estimée. Les distributions des *Pulls* sont déduites d'une simulation stochastique: un grand

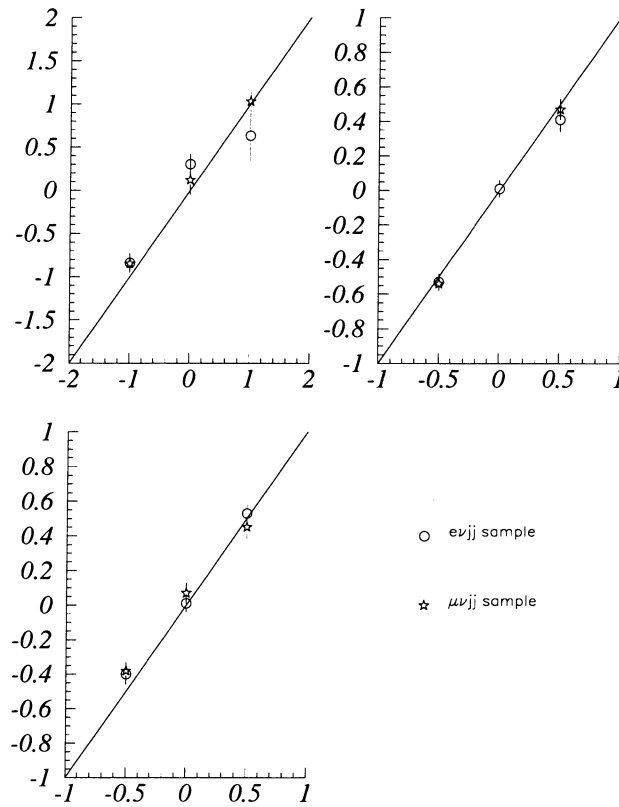


FIG. 4.16: Courbes de linéarité obtenues pour les trois couplages $\Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^Z, \lambda_\gamma$ (valeurs mesurées en fonction des valeurs générées) après sélection, reconstruction cinématique des événements $e\nu q\bar{q}$ (cercle) et $\mu\nu q\bar{q}$ (étoile) et application de la méthode des observables optimales (sans recombinaison en cellules).

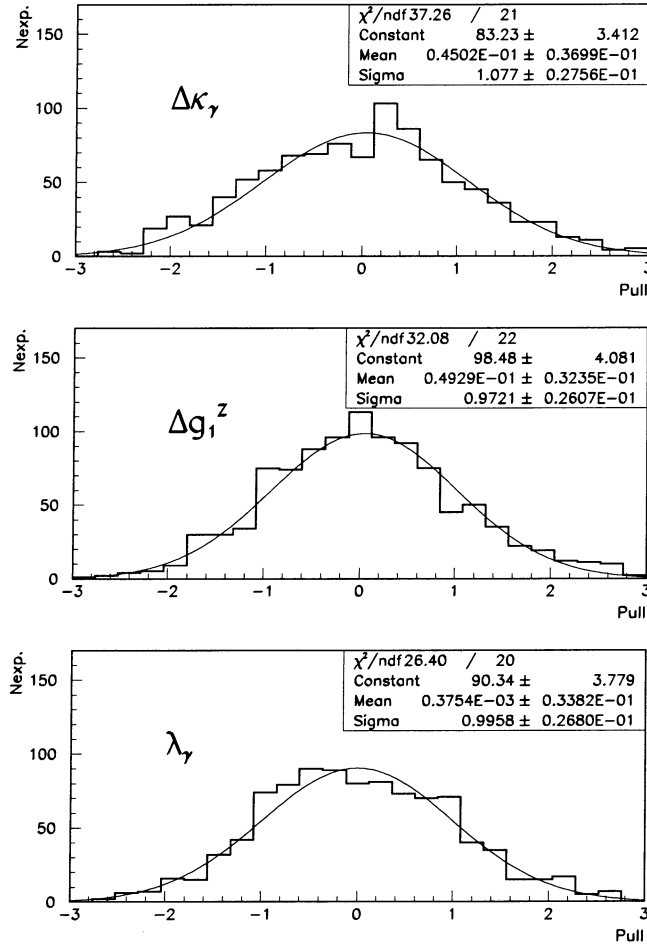


FIG. 4.17: Distributions des pulls obtenus lors des ajustements de la simulation stochastique.

nombre de lots simulés est produit, chaque lot pouvant être généré avec des couplages standards, puis on effectue un ajustement pour chaque lot. Le contenu de chaque cellule de chaque lot est tiré au hasard suivant une distribution poissonnienne. La figure 4.17 montre les distributions des *Pulls* obtenus, la fonction gaussienne qui s'ajuste le mieux ainsi que le χ^2 de l'ajustement.

Ce test permet également d'effectuer une comparaison entre les incertitudes statistiques attendues chaque année avec la méthode des observables optimales et celles attendues avec la méthode des angles de production. Les figures 4.18 (resp. 4.19) représentent les incertitudes statistiques attendues en 1999 avec la méthode des variables optimales (resp. la méthode angulaire) pour des ajustements 1D tandis que la figure 4.20 illustre les mêmes quantités pour des ajustements bidimensionnels. La comparaison indique que les angles de production ne contiennent pas toute l'information disponible dans chaque événement: un gain de 10 à 20% sur les incertitudes statistiques est obtenu avec les observables optimales.

Dans tous les lots simulés, les différents test de stabilité effectués par les méthodes angulaire et optimale ont conduit à des résultats en accord avec les erreurs statistiques.

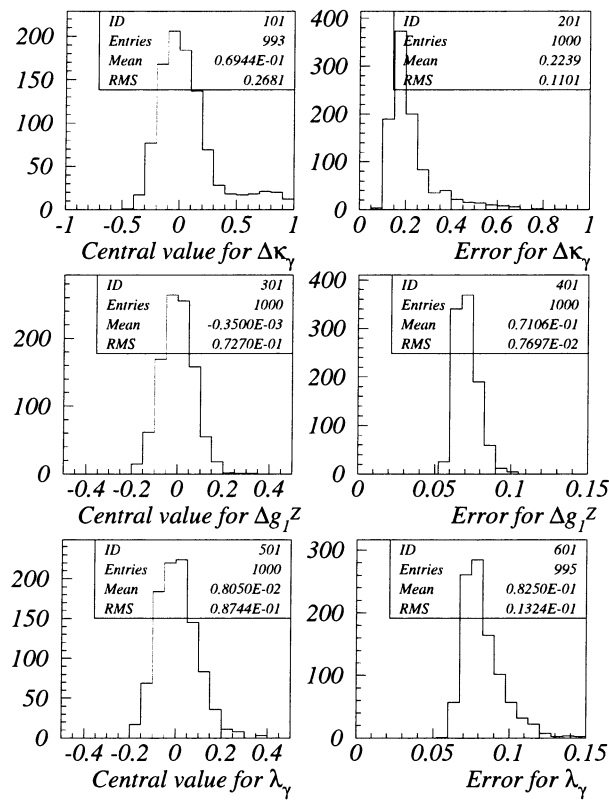


FIG. 4.18: Distributions des valeurs centrales des couplages anormaux et de leurs erreurs statistiques obtenues lors d'une simulation stochastique d'un lot standard suivie d'un ajustement par la méthode angulaire. L'incertitude (diagrammes de la colonne de droite) correspond à l'incertitude attendue pour une statistique équivalente à celle collectée en 1999.

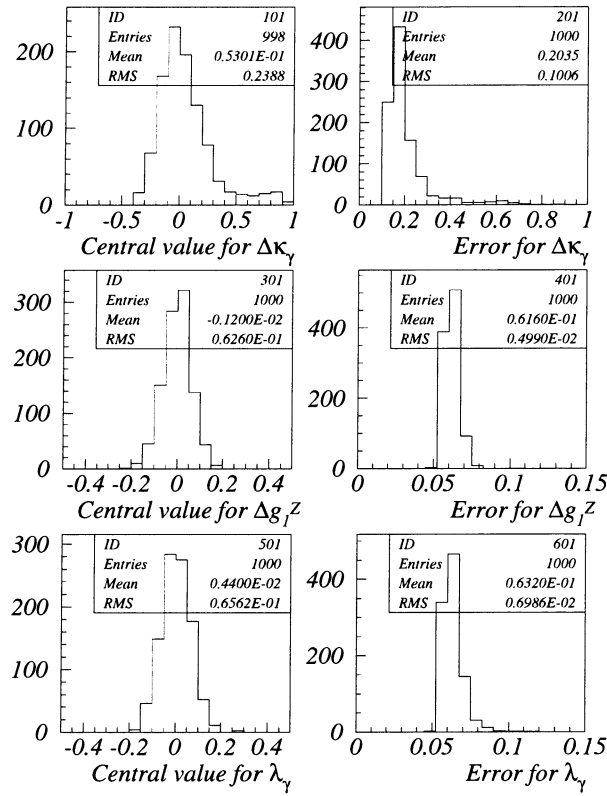


FIG. 4.19: Distributions des valeurs centrales des couplages anormaux et de leurs erreurs statistiques obtenues lors d'une simulation stochastique suivie d'un ajustement par la méthode des variables optimales. L'incertitude (diagrammes de la colonne de droite) correspond à l'incertitude attendue pour une statistique équivalente à celle collectée en 1999.

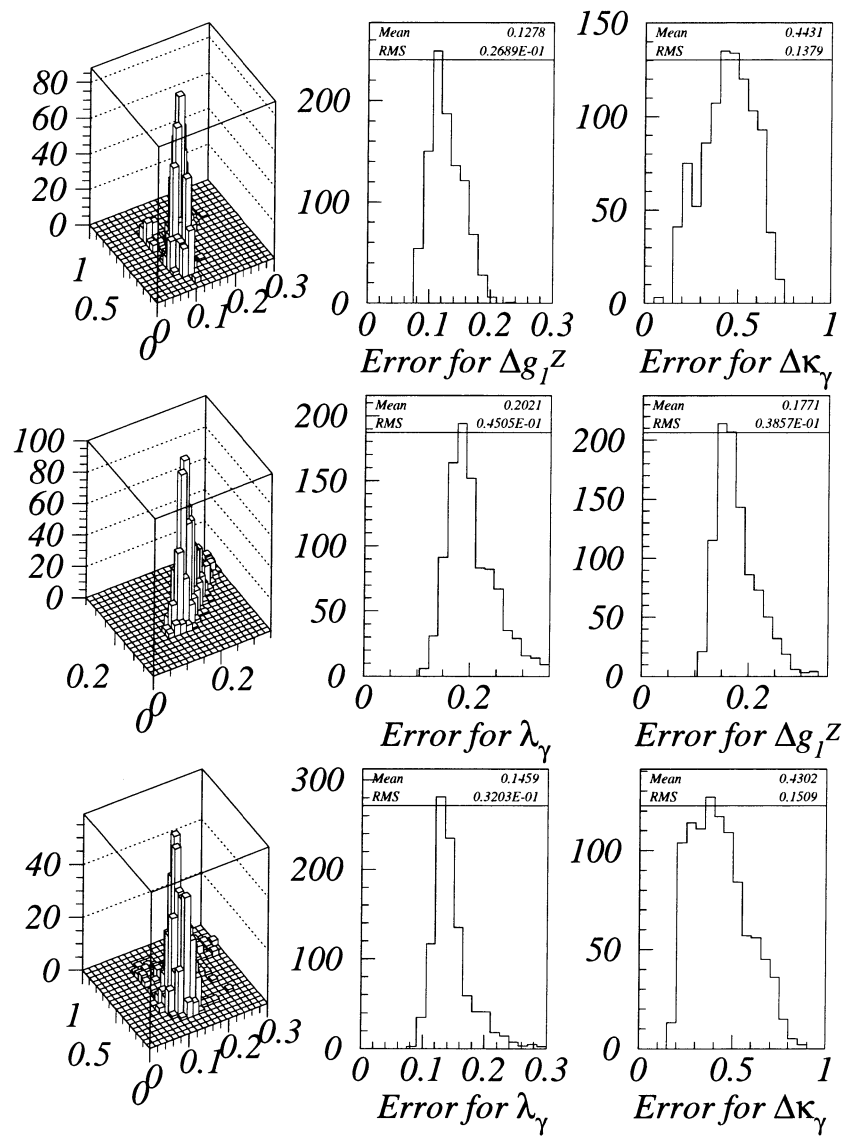


FIG. 4.20: Distributions des erreurs statistiques des couplages anormaux obtenus lors d'une simulation stochastique suivi d'un ajustement 2D par la méthode angulaire. Les incertitudes sur les deux paramètres correspondent aux incertitudes obtenues pour une statistique équivalente à celle collectée en 1998.

4.7.2 Incertitudes systématiques

Les différentes composantes des incertitudes systématiques liées à la mesure des TGC ont été considérées:

- La luminosité:
La mesure de la luminosité intégrée est entachée d'une incertitude relative de $\pm 0.5\%$. Cette incertitude peut être à l'origine de biais sur l'évaluation des couplages via la mesure de la section efficace totale. Les variations de la valeur centrale des ajustements de la distribution $(\cos \theta_W, \cos \theta_l)$ et de celle des observables optimales lorsque l'on modifie la luminosité dans un intervalle d'erreur de ± 1 écart-type reflète la sensibilité des ajustements à la précision sur la luminosité. Cette sensibilité est de ± 0.01 et ± 0.003 pour $\Delta \kappa_\gamma$ et $\Delta g_1^Z/\lambda_\gamma$ respectivement.
- La section efficace σ_{WW} :
L'incertitude sur la section efficace σ_{WW} d'origine théorique est inférieure à 1%. Toutefois, afin de prendre en compte d'éventuelles inhomogénéités de cette incertitude dans l'espace de phase ainsi que l'incertitude systématique sur l'efficacité de sélection semileptonique, une valeur conservative de 2% est choisie. Les variations systématiques des valeurs centrales résultant de la variation de la normalisation dans ces intervalles d'erreur sont reportées dans le tableau 4.11 et restent faibles.
- Le bruit de fond:
Afin d'estimer cette incertitude, on considère conservativement que celle-ci se reflète complètement dans l'incertitude sur l'efficacité de sélection du signal W^+W^- qui a été obtenue en faisant varier chaque coupure de la procédure de sélection et en observant sa compatibilité statistique. L'incertitude systématique liée à la sélection s'élève à ± 0.006 pb, ce qui se traduit par une variation de la normalisation du bruit de fond Monte-Carlo de $\pm 6\%$. Le tableau 4.11 résume la variation de la valeur centrale obtenue pour les deux ajustements extrêmes (-6% et +6%).
- La statistique du Monte-Carlo:
La limitation du nombre d'événements Monte-Carlo utilisés pour la description du signal et du bruit de fond est une source d'incertitude systématique. L'estimation de cette dernière s'effectue au moyen d'une simulation stochastique au cours de laquelle des ajustements sont réitérés. Avant chaque ajustement, le nombre d'événements Monte-Carlo contenu dans une cellule est modifié selon une loi de Poisson prenant en compte la statistique du Monte-Carlo utilisé. La largeur de la distribution associée à la variation de l'erreur mesurée (qui est représentée par la figure 4.21 pour chaque couplage et chaque méthode) fournit l'incertitude systématique due à la statistique du Monte-Carlo indiquée dans le tableau 4.11.
- La masse du boson W :
Le paramètre électrofaible dont l'incertitude induit la plus grande incertitude systématique sur les couplages non-standards est la masse du boson W . La valeur mesurée directement est $M_W = 80.428 \pm 0.046$ GeV, cette incertitude est propagée dans l'échantillon Monte-Carlo de référence en repondérant chaque événement selon le rapport

$$\frac{|\mathcal{M}(\vec{\Omega}, M_W, \vec{g})|^2}{|\mathcal{M}(\vec{\Omega}, M_W^0, \vec{g}_0)|^2}$$

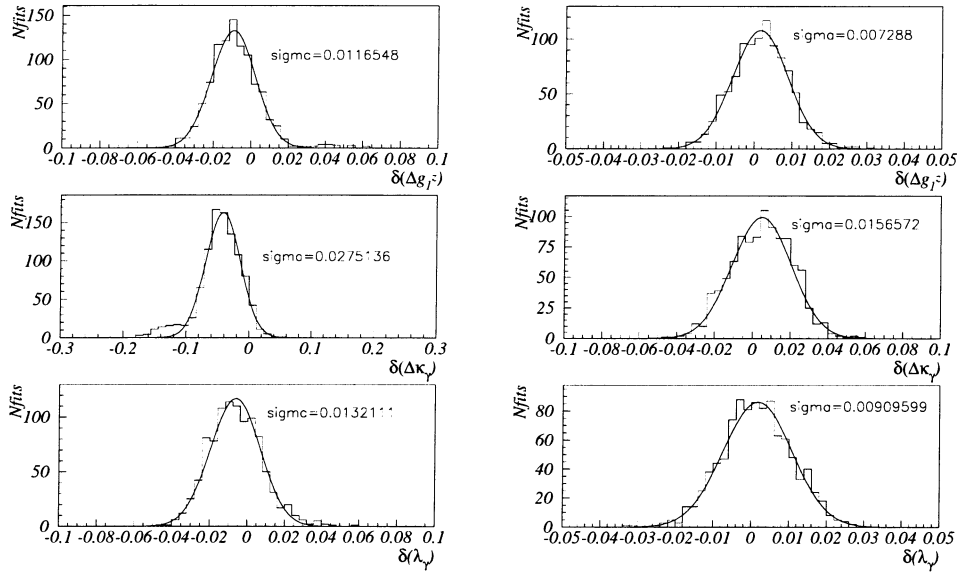


FIG. 4.21: Distributions des erreurs ($\delta = \text{valeur ajustée (de référence)} - \text{valeur ajustée (de la réalisation stochastique)}$) des mesures des couplages anormaux obtenus lors d'une simulation stochastique des effets de la statistique du Monte-Carlo.

où M_W est définie comme $M_W = M_W^0 \pm 2\Delta M_W$. L'incertitude résultant de la variation des valeurs centrales des ajustements est reportée dans le tableau 4.11.

- La reconstruction des événements:

La simulation de la réponse des détecteurs (trajectographes ou calorimètres) est relativement complexe et nécessite une description détaillée et une calibration fine de l'appareillage. Néanmoins, il subsiste des imperfections qui engendrent des différences entre les données et la simulation, ces différences pouvant être à l'origine de biais systématiques dans la détermination des couplages. Les variables utilisées dans les ajustements sont les quadri-impulsions des deux jets et du lepton chargé reconstruits. Dans un premier temps, l'incertitude afférente à la reconstruction des jets est décrite puis celle issue de la reconstruction des leptons.

Il est intéressant d'étudier la qualité de la mesure des jets au moyen des événements hadroniques collectés au pic de la résonance Z en 1998 et 1999. La calibration en énergie moyenne des jets reconstruits dans les données et dans la simulation s'avère en bon accord. En revanche la résolution en énergie est meilleure dans le Monte-Carlo que dans les données réelles. Afin de reproduire au mieux les distributions expérimentales, il est nécessaire d'introduire une correction additionnelle σ_{add} telle que

$$\sigma_{data}^2(E_{jet}) = \sigma_{MC}^2(E_{jet}) + \sigma_{add}^2(E_{jet})$$

En 1999, celle-ci valait $\sigma_{add}/E_{jet} = 0.057$.

Le même travail de comparaison a été répété pour les distributions en angle (polaire et azimuthal) des jets. Les valeurs moyennes de ces variables indiquent une bonne compatibilité entre données réelles et simulation, toutefois les résolutions simulées sont trop optimistes et requièrent également des composantes additionnelles (figure 4.22) telles que

$$\sigma_{data}^2(\theta, \varphi) = \sigma_{MC}^2(\theta, \varphi) + \sigma_{add}^2(\theta, \varphi)$$

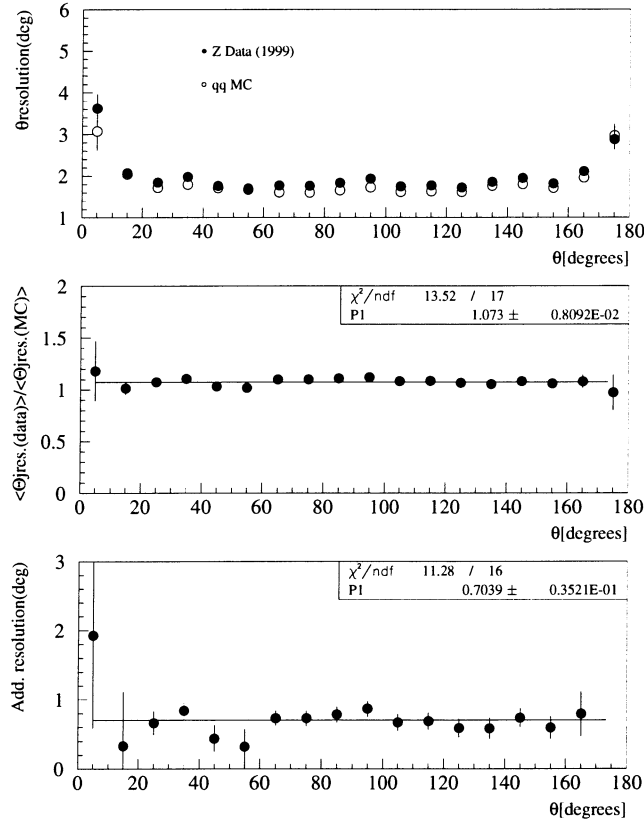


FIG. 4.22: La première figure représente les résolutions angulaires en fonction de l'angle polaire des jets reconstruits pour les données prises au Z (points noirs) et la simulation (points blancs). La seconde figure décrit le rapport de la résolution angulaire des données à la résolution angulaire du Monte-Carlo. La troisième figure représente la résolution additionnelle nécessaire pour vérifier $\sigma_{\text{data}}^2 = \sigma_{\text{add}}^2 + \sigma_{\text{MC}}^2$.

avec $\sigma_{\text{add}}(\theta) \simeq 0.70^\circ$ et une valeur identique pour $\sigma_{\text{add}}(\varphi) \simeq 0.70^\circ$

Les caractéristiques des jets (énergie, angles) sont alors modifiées dans les proportions exprimées ci-dessus. Les variations observées de la valeur centrale du paramètre ajusté donne une estimation de l'incertitude systématique correspondant à la correction de l'énergie ou à la correction angulaire des jets. Ces deux corrections sont par la suite sommées quadratiquement.

La résolution sur la direction du lepton est mieux décrite par la simulation que celle des jets. La méthode employée consiste à modifier la normalisation de la quadriimpulsion des événements simulés en multipliant chacune de ses composantes par un facteur d'échelle α . Une fonction $\chi^2(\alpha)$ est alors calculée pour comparer la qualité de la comparaison données-Monte-Carlo en fonction de α . La fonction $\chi^2(\alpha)$ pour l'énergie et l'impulsion des leptons présente un minimum pour $\alpha = 0.975$ ce qui indiquerait que l'énergie moyenne des leptons (essentiellement celle des électrons et des taus) est surestimée de 2.5% par la simulation. Les variations observées lorsque l'énergie et la valeur absolue de l'impulsion sont multipliées par $\alpha = 0.975$ puis combinées quadratiquement à celles issues de la reconstruction des jets et sont reportées dans le

tableau 4.11.

- Les paramètres de fragmentation:

Les simulations utilisées dans le cadre de ce travail pour produire les rayonnements de gluons et la dynamique de la cascade partonique des événements du signal et du bruit de fond font appel au programme JETSET [15]. Cet algorithme utilise des paramètres de fragmentation dont les valeurs numériques ont été fixées d'après l'étude des données issues des événements hadroniques accumulées pendant le fonctionnement du Lep au pic de la résonance Z .

Les paramètres de JETSET les plus sensibles gouvernant la fragmentation sont:

- a : ce paramètre intervient dans la fonction de fragmentation de Lund symétrique qui représente la densité de probabilité longitudinale nécessaire pour simuler la brisure d'une corde:

$$f(z) = z^{-1}(1 - z)^a \exp(-bM_{\perp}^2/z)$$

où z représente la fraction d'impulsion emportée par le hadron dans la direction du quark initial, $M_{\perp}^2 = M^2 + P_T^2$ avec M la masse du hadron et P_T^2 son impulsion transverse,

- σ_q : cette quantité paramétrise la largeur de la distribution de l'impulsion transverse des quarks de la fragmentation. En effet, la densité de probabilité transverse est gouvernée par deux gaussiennes, une pour p_x et une autre pour p_y ,

- Λ_{QCD} : ce paramètre décrit l'échelle effective de QCD lors de la phase perturbative du processus de fragmentation,

- Q_0 : cette variable représente l'échelle d'arrêt du développement d'une gerbe partonique.

Ces variables sont naturellement corrélées et la matrice de corrélation (dans l'ordre précité) obtenue à partir de l'ajustement des données de Lep1 vaut [118]:

$$\begin{pmatrix} 1.00 & 0.33 & -0.60 & 0.01 \\ & 1.00 & -0.69 & -0.08 \\ & & 1.00 & 0.18 \\ & & & 1.00 \end{pmatrix}$$

Afin d'étudier l'effet de la modélisation de la fragmentation dans les désintégrations hadroniques des bosons W , des échantillons Monte-Carlo de grandes tailles ont été générés à l'aide du programme PYTHIA, puis fragmentés avec JETSET paramétrisé avec les données de Lep1. Ils ont été ensuite reconstruits à l'aide d'une simulation rapide du détecteur. Dans une seconde étape, les mêmes lots sont repris (i.e. des événements identiques du point de vue de la saveur et de la cinématique des 4 fermions finals, du point de vue des photons ISR et de la chaîne de désintégration pour le lepton τ) puis fragmentés avec des valeurs de paramètres de JETSET modifiés individuellement de $\pm 2\sigma$, les autres paramètres évoluant suivant leur corrélation.

La différence maximum obtenue entre les valeurs centrales ajustées des couplages du lot paramétrisé au Z et celles du lot modifié est choisie comme estimateur de l'incertitude systématique afférente à la modélisation de la fragmentation (tableau 4.11). Un modèle alternatif de fragmentation fournit par le programme HERWIG [119] appliqué à la place du programme JETSET sur les mêmes événements a validé les valeurs de l'incertitude systématique (± 0.020 , ± 0.008 et ± 0.008 pour $\Delta\kappa_\gamma$, Δg_1^Z et λ_γ) respectivement.

- Les générateurs d'événements:

Les générateurs d'événements utilisés pour estimer les distributions attendues pour la production des paires W^+W^- sont PYTHIA et EXCALIBUR. Alors que le premier ne génère que des processus avec les éléments de matrice CC03, le second inclut les diagrammes non résonnants (CC11/CC20). Cette différence est prise en compte lors de la repondération des événements. Des ajustements ont été réalisés au niveau de la génération sur des échantillons MC de grandes tailles

Source	$(\cos \theta_W, \cos \theta_l)$			Observables Optimales		
	$\Delta\kappa_\gamma$	Δg_1^Z	λ_γ	$\Delta\kappa_\gamma$	Δg_1^Z	λ_γ
Luminosité	0.01	0.003	0.003	0.01	0.002	0.002
M_W	0.004	0.003	0.004	0.012	0.003	0.002
$WWX_{\text{sec.}}$	0.05	0.001	0.001	0.03	0.006	0.006
Bruit de fond	0.025	0.007	0.007	0.021	0.004	0.005
MC. stat.	0.027	0.012	0.013	0.016	0.007	0.009
Reconstruction	0.025	0.006	0.009	0.036	0.006	0.009
Fragmentation	0.017	0.006	0.006	0.019	0.007	0.007
Generateur	0.016	0.005	0.004	0.011	0.004	0.005
Total	0.071	0.020	0.018	0.060	0.015	0.018

TAB. 4.11: Sources et valeurs des incertitudes systématiques pour l'analyse TGC des événements W^+W^- semileptoniques. Les deux méthodes d'analyse (angulaire et variables optimales) sont indiquées.

permettant de s'affranchir de leur incertitude statistique. L'erreur systématique sur chacun des couplages est définie comme étant la variation observée de la valeur centrale de l'ajustement (tableau 4.11).

En résumé, les mesures des TGC à 189 GeV ont été combinées avec les mesures obtenues de 192 à 202 GeV . Cette combinaison conduit aux résultats suivants:

Avec la méthode angulaire $(\cos \theta_W, \cos \theta_l)$:

$$\begin{aligned}
\Delta\kappa_\gamma &= +0.013 \pm_{0.151}^{0.208} \pm 0.060 \\
\Delta g_1^Z &= -0.026 \pm_{0.057}^{0.059} \pm 0.015 \\
\lambda_\gamma &= -0.013 \pm_{0.068}^{0.075} \pm 0.018
\end{aligned}$$

Avec la méthode des Observables Optimales:

$$\begin{aligned}
\Delta\kappa_\gamma &= -0.037 \pm_{0.131}^{0.157} \pm 0.071 \\
\Delta g_1^Z &= -0.045 \pm_{0.050}^{0.051} \pm 0.020 \\
\lambda_\gamma &= -0.009 \pm_{0.055}^{0.058} \pm 0.018
\end{aligned}$$

4.8 Autres canaux d'analyse et autres processus

Cette section est consacrée aux analyses supplémentaires réalisées dans la collaboration Delphi (mais non étudiées à l'IreS): d'une part le canal de désintégration purement hadronique de la production d'une paire W^+W^- et d'autre part les réactions de production de W unique ou d'état final à un photon, $e^+e^- \rightarrow \nu\nu\gamma$.

- L'étude de l'état final hadronique $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ permet l'extraction des couplages

WWV ($V = \gamma, Z$) à Lep2. La reconstruction cinématique de ces événements est toutefois plus compliquée que celles des autres canaux. Dans le cas de 4 jets, la combinatoire d'appariement s'élève à trois possibilités. Afin de sélectionner la meilleure combinaison, un ajustement cinématique est appliqué à toutes les possibilités et celle conduisant à la plus petite valeur du χ^2 (i.e. la plus probable) est alors acceptée. L'efficacité de cette procédure d'appariement est de l'ordre de 75%. L'étape suivante consiste à distinguer la paire de jets provenant de la désintégration d'un W^- de celle provenant d'un W^+ . La charge Q_{jet} de chaque jet de l'événement est calculée à partir d'une moyenne des charges des traces formant le jet, pondérée par leur impulsion:

$$Q_{jet} = \frac{\sum_i q_i |p_i|^\kappa}{\sum_i |p_i|^\kappa}$$

où q_i et p_i sont respectivement la charge de la particule et son impulsion, κ est un exposant empirique dont la valeur avoisine 0.5.

La charge du W^\pm est alors définie comme la somme de la charge des jets le constituant:

$$Q_W = Q_{jet1} + Q_{jet2}$$

A partir de la différence de charge entre les deux paires de jets ΔQ , on construit la probabilité $P_{W^-}(\Delta Q)$ d'être associée au boson W^- [120]:

$$P_{W^-}(\Delta Q) = \frac{N_-(\Delta Q)}{N_-(\Delta Q) + N_-(-\Delta Q)}$$

où N_- est la distribution de la différence de charge ΔQ des traces réellement associées à un W^- calculée sur les simulations Monte-Carlo. L'efficacité d'association de la bonne charge aux paires de jets correctement appariées est de l'ordre de 77%.

Les résultats publiés [121] de l'analyse du canal $W^+W^- \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ réalisée à l'aide de la méthode des Observables Optimales indiquent des résultats de couplages non standards compatibles avec 0 mais avec une incertitude statistique environ 60% plus grande que celle déduite de l'analyse du canal semileptonique.

Le canal purement leptonique ($WW \rightarrow l\nu l\nu$) n'a pas été étudié dans la collaboration Delphi. Les résultats des autres collaborations Lep (Aleph, Opal) incluent ce canal dont l'apport en précision reste marginal.

Au cours de la production d'un boson unique W (figure 4.23), l'amplitude dominante faisant intervenir un couplage trilinéaire provient de la radiation d'un photon ou d'un boson Z de l'un des électrons incidents qui interagit avec un boson W virtuel issu de l'autre faisceau. Sa contribution est essentiellement significative dans la région cinématique où l'électron ou le positron diffusé est émis à bas angle polaire (i.e. proche du tube à vide et donc indétectable). Les modes de désintégration du W conduisent à deux signatures expérimentales distinctes: un état final de type (jjX) décrit par deux jets hadroniques et de l'énergie manquante, et un état final (lX) caractérisé par un lepton chargé visible (électron ou muon) et aucune autre trace dans le détecteur.

A titre d'exemple, lors de l'analyse des données collectées à $\sqrt{s} = 189 \text{ GeV}$ par l'expérience Delphi, 64 événements de la première topologie ont été sélectionnés. Une plus faible statistique a été recueillie pour la seconde topologie d'événements (10 et 11 candidats eX et μX respectivement). La sensibilité du processus $W e \nu$ aux couplages anormaux comparée à celle des événements W^+W^- pour un même nombre d'événements est typiquement:

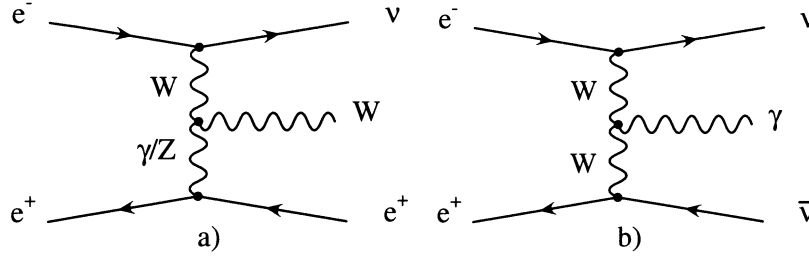


FIG. 4.23: Réactions de production $e^+e^- \rightarrow W e \nu$ (diagramme a) et $e^+e^- \rightarrow \nu \bar{\nu} \gamma$ (diagramme b). Ces 2 processus font intervenir des couplages trilinéaires, en particulier le couplage $WW\gamma$.

$$\begin{aligned} (\text{erreur sur } \kappa_\gamma)^{W e \nu} &\simeq (\text{erreur sur } \kappa_\gamma)^{WW} \\ (\text{erreur sur } \lambda_\gamma)^{W e \nu} &\simeq 10.(\text{erreur sur } \lambda_\gamma)^{WW} \end{aligned}$$

La réaction de production d'un photon isolé $e^+e^- \rightarrow \nu \nu \gamma$ fait également intervenir un couplage trilinéaire comme l'indique le diagramme de Feynman de la figure 4.23b. Ce processus est remarquable car il ne fait intervenir que le couplage $WW\gamma$ et l'état final γX constitue une signature très claire. La topologie de cet état final a permis de sélectionner 145 candidats en 1998 avec une efficacité de sélection de 54% et un bruit de fond résiduel négligeable ($e^+e^- \rightarrow (Z \rightarrow \nu \bar{\nu}) \gamma$). L'incertitude sur la mesure du couplage $WW\gamma$ est totalement dominée par la statistique. La sensibilité du processus $\nu \bar{\nu} \gamma$ aux couplages anormaux comparée à celle des événements W^+W^- pour un même nombre d'événements est typiquement:

$$\begin{aligned} (\text{erreur sur } \kappa_\gamma)^{\nu \nu \gamma} &\simeq 4.(\text{erreur sur } \kappa_\gamma)^{WW} \\ (\text{erreur sur } \lambda_\gamma)^{\nu \nu \gamma} &\simeq 10.(\text{erreur sur } \lambda_\gamma)^{WW} \end{aligned}$$

L'étape finale des analyses consiste à combiner les résultats des 4 expériences Lep qui ont été rendus public [122] mais sont encore préliminaires pour la dernière année de prise de données. Les fonctions de vraisemblance individuelles de chaque expérience, $\ln \mathcal{L}$, incluant les erreurs statistiques et les erreurs systématiques non corrélées sont additionnées, puis dans une seconde étape les ajustements 1D, 2D et 3D sont effectués. Les principales sources d'erreurs systématiques non corrélées sont les effets de détecteur, les méthodes d'ajustement, les échantillons d'événements signal et bruit de fond sélectionnés ainsi que la statistique limitée du Monte-Carlo utilisé. Les erreurs systématiques corrélées proviennent de l'erreur sur la section efficace théorique des divers processus (WW , $W e \nu$, $\nu \bar{\nu} \gamma$), des effets de fragmentation et des corrélations de Bose-Einstein ou des effets de recombinaison de couleur (pour les états finals hadroniques). Les incertitudes systématiques corrélées ont été prises en compte dans le résultat final en multipliant la fonction de vraisemblance globale par le facteur d'échelle:

$$\frac{\sigma_{stat.+uncorr.sys.}^2}{\sigma_{stat.+uncorr.sys.}^2 + \sigma_{corr.sys.}^2}$$

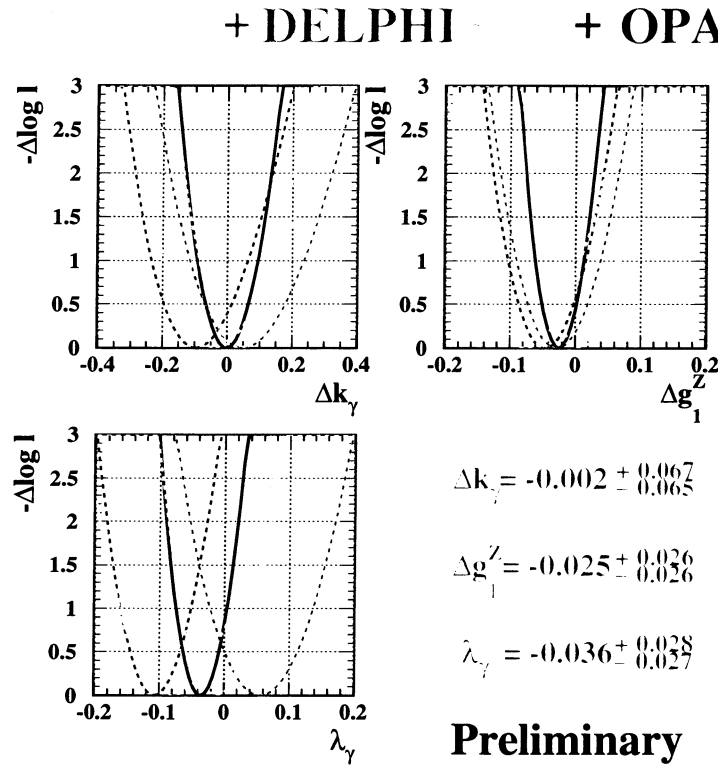


FIG. 4.24: Résultats combinés des analyses TGC des 4 expériences Lep. Les trois diagrammes représentent les fonctions de vraisemblance obtenues par l'ajustement individuel à une dimension de chaque couplage $\Delta\kappa_\gamma$, Δg_1^Z et λ_γ . Extrait de [124].

de manière à traiter approximativement le cas où les fonctions de vraisemblance ne sont pas paraboliques.

Les résultats des ajustements 1D réalisés sur les données combinées de Lep sont illustrées par la figure 4.24. Les ajustements bidimensionnels indiquent également un très bon accord avec les prédictions du Modèle Standard (figure 4.25).

4.9 Les couplages neutres trilineaires et les couplages quadrilineaires

Bien que dans le cadre du Modèle Standard, les couplages trilineaires ZZV n'existent pas, Lep2 offre la possibilité de tester et d'imposer des limites sur ces couplages anormaux via les réactions de productions de paires de bosons ZZ et $Z\gamma$ dans la voie t avec échange d'un électron. Les couplages anormaux ZZV , s'ils existent, accroissent la section efficace de production ZV et modifient la distribution de l'angle polaire du photon, spécialement à grand angle. Des techniques d'analyses similaires à celles développées dans ce mémoire sont applicables. Le formalisme des couplages neutres trilineaires ZZV s'exprime en fonction de deux paramètres, f_4^V qui ne conserve pas CP et f_5^V qui conserve CP. Les résultats combinés de Lep, bien que compatibles avec 0, apportent des contraintes modestes sur ces paramètres anormaux (les intervalles à 95% de niveau de confiance sont typiquement 8 à 16 fois plus grands que ceux obtenus précédemment).

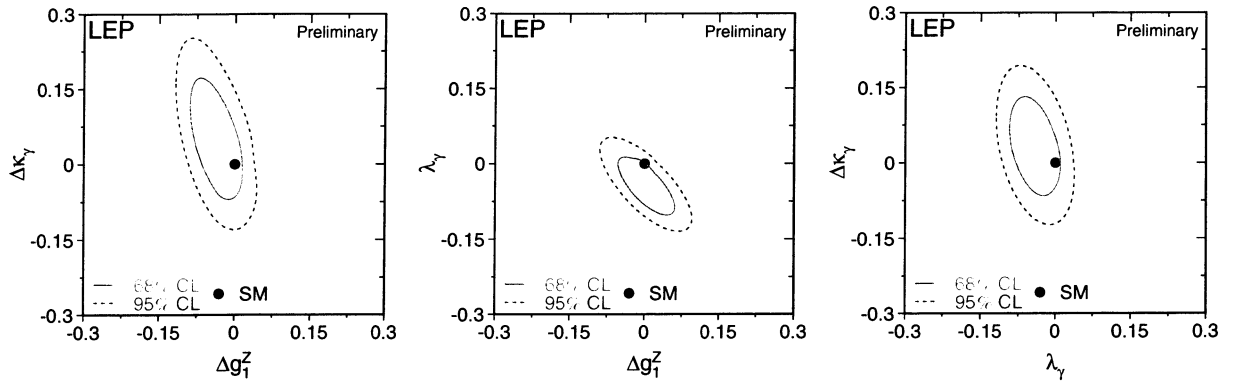


FIG. 4.25: Résultats combinés des analyses TGC des 4 expériences Lep. Les trois diagrammes représentent les contours à 68% et 95% de niveau de confiance obtenus par l'ajustement 2D de chaque couple de couplages $(\Delta\kappa_\gamma, \Delta g_1^Z)$, $(\lambda_\gamma, \Delta g_1^Z)$ et $(\Delta\kappa_\gamma, \lambda_\gamma)$. Le point noir (0,0) indique la prédiction du MS. Extrait de [124].

En ce qui concerne les couplages $Z\gamma V$ (issus de la production $Z\gamma$), le formalisme de la référence [123] est utilisé. Il introduit les couplages h_i^V ainsi qu'une échelle de nouvelle physique Λ tels que:

$$\frac{\sqrt{\alpha_{em}} h_i^V}{M_Z^2} = \frac{1}{\Lambda_{iV}^2}, \quad i = 1, 3$$

$$\frac{\sqrt{\alpha_{em}} h_i^V}{M_Z^4} = \frac{1}{\Lambda_{iV}^4}, \quad i = 2, 4$$

Les paramètres comportant les indices $i = 1, 2$ violent l'invariance CP et ceux se référant à $i = 3, 4$ conservent CP. La contrainte d'unitarité de la théorie engendre un comportement convergent des paramètres h_i^V ($h_i^V \rightarrow 0$ lorsque $s \rightarrow \infty$). Le tableau 4.12 indique les intervalles à 95% de niveau de confiance obtenus en combinant les trois expériences Delphi, L3 et Opal.

Paramètre	95% C.L.
h_1^γ	$[-0.056; +0.055]$
h_2^γ	$[-0.045; +0.025]$
h_3^γ	$[-0.049; -0.008]$
h_4^γ	$[-0.002; +0.034]$
h_1^Z	$[-0.13; +0.13]$
h_2^Z	$[-0.078; +0.071]$
h_3^Z	$[-0.20; +0.07]$
h_4^Z	$[-0.05; +0.12]$

TAB. 4.12: Intervalles à 95% de niveau de confiance ($\Delta \ln \mathcal{L} = 1.92$) obtenus par combinaison des résultats des expériences Delphi, L3 et Opal. Les incertitudes statistiques et systématiques sont incluses. Extrait de [5].

Les prédictions numériques du Modèle Standard pour les couplages $WWWW$, $WWZZ$, $WWZ\gamma$ et $WW\gamma\gamma$ sont très faibles à Lep mais elles fournissent une étape préliminaire intéressante et nécessaire à l'élaboration de méthodes d'analyse applicables dans un domaine d'énergie plus élevé

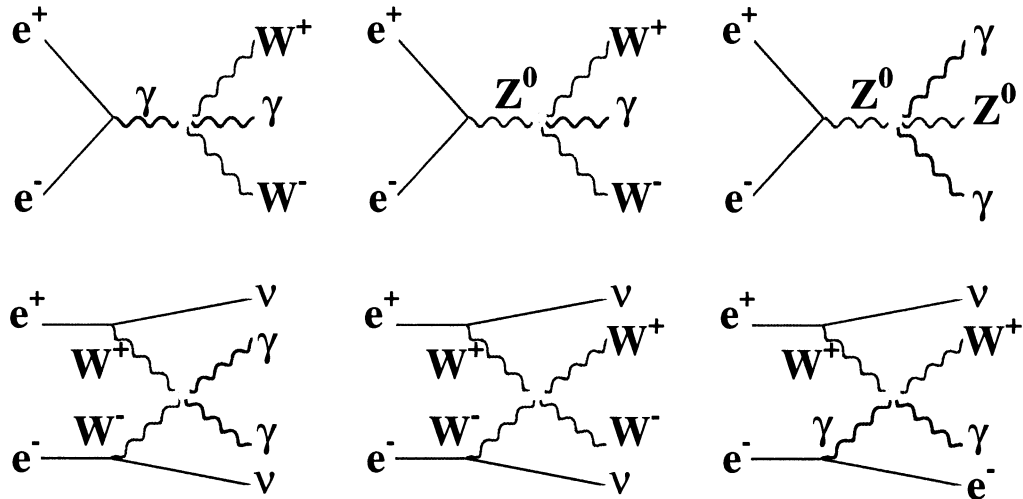


FIG. 4.26: Diagrammes de Feynman incluant les couplages quadrilinéaires de bosons de jauge.

accessible au prochain collisionneur linéaire e^+e^- . Les couplages précédents sont habituellement paramétrisés en fonction des quantités a_0 , a_c , et a_n avec l'introduction d'une échelle d'énergie de nouvelle physique Λ . Ces couplages interviennent dans les différents processus indiqués dans la figure 4.26. Les couplages a_0/Λ^2 et a_c/Λ^2 paramétrisent la dépendance des vertex $WW\gamma\gamma$ et $ZZ\gamma\gamma$ (et conservent CP) tandis que a_n/Λ^2 affecte uniquement le vertex $WWZ\gamma$ (et viole l'invariance CP). La production d'événements $WW\gamma$ dépend des trois couplages. La production d'états finals $\nu\bar{\nu}\gamma\gamma$ et $Z\gamma\gamma$ dépend seulement de a_0/Λ^2 et a_c/Λ^2 , le premier via le vertex $WW\gamma\gamma$ et le second via le vertex $ZZ\gamma\gamma$. L'effet des couplages quadrilinéaires du Modèle Standard étant en dessous d'une sensibilité acceptable à Lep2, seuls les couplages quadratiques anormaux sont investigués par le biais de la production d'états finals $WW\gamma$, $\nu\bar{\nu}\gamma\gamma$ et $Z\gamma\gamma$. La combinaison des résultats d'Aleph, L3 et Opal conduit aux résultats indiqués dans le tableau 4.13 [5].

Paramètre [GeV^{-2}]	95% C.L.
a_0^W/Λ^2	$[-0.018; +0.018]$
a_c^W/Λ^2	$[-0.033; +0.047]$
a_n/Λ^2	$[-0.17; +0.15]$

TAB. 4.13: Intervalles à 95% de niveau de confiance ($\Delta\ln\mathcal{L} = 1.92$) obtenus par combinaison des résultats des expériences Aleph, L3, Opal. Les incertitudes statistiques et systématiques sont incluses. Extrait de [5].

En résumé, des contraintes sur la valeur des paramètres d'un lagrangien effectif ont pu être extraites par l'intermédiaire de la détermination des sections efficaces différentiées par rapport à deux angles de production, ou par rapport à des observables plus sensibles. Les valeurs des couplages trilineaires obtenues sont en accord avec les prédictions du Modèle Standard (qui sont nulles à l'ordre de Born) et corroborent les mesures de la section efficace totale du processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ du chapitre précédent. Le secteur de jauge de l'interaction électrofaible sera testé plus en détail auprès des futurs collisionneurs: des améliorations significatives de 1 à 2 ordres de grandeur sur la précision des contraintes sur les couplages TGC sont attendus et les mesures de couplages quadrilinéaires seront améliorées. Ainsi le Modèle Standard pourra être confronté aux mesures avec une plus grande profondeur et contraindre encore plus fortement la présence de physique nouvelle.

EUROPEAN ORGANIZATION FOR NUCLEAR RESEARCH

CERN-EP/2001-006

8 January-2001

Measurement of Trilinear Gauge Boson Couplings WWV , ($V \equiv Z, \gamma$) in e^+e^- Collisions at 189 GeV

DELPHI Collaboration

Abstract

Measurements of the trilinear gauge boson couplings $WW\gamma$ and WWZ are presented using the data taken by DELPHI in 1998 at a centre-of-mass energy of 189 GeV and combined with DELPHI data at 183 GeV. Values are determined for Δg_1^Z and $\Delta\kappa_\gamma$, the differences of the WWZ charge coupling and of the $WW\gamma$ dipole coupling from their Standard Model values, and for λ_γ , the $WW\gamma$ quadrupole coupling. A measurement of the magnetic dipole and electric quadrupole moment of the W is extracted from the results for $\Delta\kappa_\gamma$ and λ_γ . The study uses data from the final states $jj\ell\nu$, $jjjj$, ℓX , jjX and γX , where j represents a quark jet, ℓ an identified lepton and X missing four-momentum. The observations are consistent with the predictions of the Standard Model.

(Accepted by Phys.Lett.B)

Conclusion

L'objectif du travail présenté ici était d'étudier le Modèle Standard des interactions électrofaible et forte au moyen des événements produits dans les collisions e^+e^- à Lep2.

A partir de la réaction $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}(\gamma)$, les sections efficaces totale ($\sqrt{s'}/s > 0.1$) et de haute énergie ($\sqrt{s'}/s > 0.85$) ont pu être mesurées à l'aide des données collectées entre 1995 et 2000 à une énergie de collision variant de 130 à près de 210 GeV. Les valeurs mesurées sont en bon accord avec les prédictions du Modèle Standard. Des contraintes sur la valeur des paramètres de modèles de physique nouvelle ont pu être extraites.

L'étude de la production de paires W^+W^- a été effectuée au travers des mesures de sections efficaces totale et différentielles. Là encore, les prédictions du Modèle Standard se sont trouvées confirmées ainsi que leur évolution en fonction de l'énergie de collision, validant ainsi sans ambiguïté l'existence des couplages à trois bosons de jauge. L'hypothèse de l'invariance de jauge non abélienne pour le secteur électrofaible de la théorie est ainsi confirmée. Des manifestations de physique au delà du cadre Standard peuvent se réaliser par des variations des paramétrisations d'un lagrangien effectif. Ces dernières ont été fortement contraintes par l'intermédiaire de la détermination des sections efficaces différentielles par rapport à des angles de production de particules finales ou par rapport à des observables physiques optimisées. L'analyse décrite dans ce mémoire a permis de déterminer des intervalles de confiance restrictifs quant à l'amplitude allouée aux variations des couplages trilineaires anormaux.

En ce début du 21ème siècle, le Modèle Standard est confirmé jusqu'à un degré de précision remarquable, mais tiendra-t-il encore et toujours la confrontation qui l'attend dans les duels avec les futurs collisionneurs ou expériences de haute énergie? La réponse viendra-t-elle de la Symétrie? de la conception d'entités plus abstraites?

Qui collisionnera verra?

Bibliographie

- [1] Caso, *Review of particle physics*,
Eur. Phys. J. C3(1998)1.
- [2] Mandl and Shaw, *Quantum field theory*, John Wiley and Sons ed., 1990
- [3] Stirling, Cernschool 1992.
- [4] M. Grunenwald, Lep physics jamboree, Cern, July 10th 2001,
- [5] Lep Electroweak Working group [http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/](http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/LEPEWWG/2001-02)
LEPEWWG/2001-02
DELPHI 2001-131 PHYS 906
- [6] Sokolov, Ternov
Phys. Dokl. 8 (1964)1203.
- [7] Lep Energy Working group <http://lepecal.web.cern.ch/LEPECAL/>
- [8] Alpeh Collaboration
Nucl. Instr. Meth. A294 (1990) 121.
Nucl. Instr. Meth. A360 (1995) 481.
- [9] Delphi Collaboration
Nucl. Instr. Meth. A303 (1991) 233.
Nucl. Instr. Meth. A378 (1996) 57.
- [10] L3 Collaboration
Nucl. Instr. Meth. A289 (1990) 35.
- [11] Opal Collaboration
Nucl. Instr. Meth. A305 (1991) 275.
- [12] Cern Vol 96-01.
- [13] Anderson, Gustafon, Sjostrand
Nucl. Phys. B197(1982)45.

- [14] Anderson, Gustafon, Sjostrand
Physica Scripta 32(1985)574.
- [15] T. Sjöstrand,
PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 physics manual,
CERN-TH/93/7112, hep-ph/9508391
- [16] Knowles, lafferty
CERN-PPE/97-040.
- [17] Leike, Riemann, Rose, Phys. Lett. B273(1991)513.
- [18] Riemann, Phys. Lett. B293(1992)451.
- [19] Stuart, UM-TH-96-02.
- [20] Isidori, Phys. Lett. B314(1993)139.
- [21] S-Matrix subgroup of the Electroweak Working Group, LEPEWWG/LS/97-02, DELPHI 97-153
PHYS 732.
- [22] Cern Vol. 95-03.
- [23] Steinhauser, Phys. Lett. B429(1998)158, hep-ph/9808283.
- [24] Cabibbo, Phys. Rev. Lett 10(1963)531,
Kobayashi, Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49(1973)652.
- [25] Burkhardt, Pietrzyk, Phys. Lett. B513(2001)46.
- [26] Davier, Hocker
Phys. Lett. B419(1998)419, hep-ph/9711308. Alemany, Davier, Hocker
Eur. Phys. J. C2(1998)123, hep-ph/9703220. Krasnokov, Rodenberg
Nuovo Cimento 111A(1998)217
hep-ph/9711367. Kuhn, Steinhauser
hep-ph/9802241. Groote, Korner, Schilcher, Nasrallah
hep-ph/9802374. Erler
hep-ph/9803453. Davier, Hocker
Phys. Lett. B435(1998)427, hep-ph/9805470.
- [27] Zhao,
Proc. of ICHEP2000.
- [28] Martin,
hep-ph/0008078.
- [29] Martin, Outhwaite, Ryskin,
DTP/00/50.
- [30] Zfitter V6.21,
hep-ph/9908433.

- [31] Veltman,
Nucl Phys. B123(1977)89. cours de Bardin (ecole du cern) Electroweak theory de Hollik.
- [32] Veltman,
Acta Phys. Polon. B8(1977)475.
Einhorn, Wudka,
Phys. Rev. D39(1989)2758. E872 (DONUT) Collaboration
Science 17 juillet 1998.
- [33] Cern Vol 89-08.
- [34] LC-TH2000-08.
- [35] Was
CERN-TH/7154-94.
- [36] Montagna, Nicrosini, Piccinini, FNT/T-96/28.
- [37] Jadach, Was
CERN-TH/7232-94.
- [38] CERN-TH/2000-09.
- [39] Hoang, Kuhn, Teubner,
Nucl. Phys. B455(1995)3, hep-ph/9507255.
- [40] Bardin, Passarino
The Standard Model in the making, precision study of the electroweak interactions
Oxford University Press, 1999.
- [41] Kataev
Phys. Lett. B297(1992)209,
- [42] Fruhwirth,
Nucl. Inst. Meth. A 262 (1987) 444. Billoir,
Nucl. Inst. Meth. A 225 (1984) 352. Fruhwirth, Lichtenwagner, Regler, Stampfer,
Nucl. Inst. Meth. A 334 (1993) 528.
- [43] Delphi Collaboration, Nucl. Instruments and Methods A378(1996)57.
- [44] Delphi Collaboration, Delphi Silicon Tracker at Lep2, CERN-PPE/97-155.
- [45] Chochula et al.,
Nucl. Inst. Meth. A 412 (1998) 304.
- [46] Sprime+,
CERNOPEN 98-026.
- [47] Arbuzov et al.,
Phys. Lett. B383(1996)238, hep-ph/9605239.
- [48] Delphi results for the summer 2001 conferences
DELPHI 2001-094 CONF 522.

- [49] Results for the summer 2001 conferences
LEP2FF/01-02.
- [50] Dum, My
Eur. Phys. J. C11(1999)383, Cern-ep/2000-68.
- [51] Eichten,Lane,Peskin,
Phys. Rev. Lett. 50(1983)513.
- [52] Langacker,Robinett,Rosner Phys. Rev. D30(1984)1470,
Mohapatra,Pati,
Phys. Rev. D11(1975)566,
Pati,Salam,
Phys. Rev. D10(1974)275,
London,Rosner,
Phys. Rev. D34(1986)1530,
- [53] Robinett,Rosner Phys. Rev. D269(1982)2396.
- [54] Altarelli et al.
Z. Phys C45(1989)109. Z. Phys C47(1990)676.
- [55] Lep2ff/00-03.
- [56] Harkani-Hamed, Dimopoulos, Dvali,
Phys. Lett. B429(1998)263. Antoniadis, Harkani-Hamed, Dimopoulos, Dvali,
Phys. Lett. B436(1998)257.
- [57] Guidice, Rattazzi, Wells,
Nucl. Phys. B544(1999)3 et hep-ph/9811291.
Han,Lykken,Zhang,
Phys. Rev. D59(1999)105,
Hewett,
Phys. Rev. D82(1999)4765,
- [58] Landsberg,
Proc. of ICHEP2000.
- [59] Review of particle physics
Phys. Rev. D54(1996)172.
- [60] Bardin, Riemann,
Desy 95-167.
- [61] Muta,Najima,Wakaizumi,
Mod. Phys. Lett. A1(1986)203.
- [62] Bardin et al,
hep-ph/9612409.

- [63] Four fermion working Group,
hep-ph/0005309.
- [64] Yennie, Frautschi, Suura,
Annals of physics 13(1961)379.
- [65] Jadach, Placzek, Skrzypek, Ward, Was,
Cern-TH/98-242.
- [66] Fujimoto, Ishikawa, Kaneko, Kato, Kawabata, Kurihara, Munehisa, Perret-Gallix, Shimizu, Tanaka
Hep-ph/9603394.
- [67] Stirling,
DTP 95/24.
- [68] Sjostrand,Khoze
CERN-TH/98-74,LU-TP-98-8,hep-ph/9804202.
- [69] Gustafson,Hakkinen,
Lund preprint LU-TP 94-9.
- [70] Friberg,Gustafson,Hakkinen,
Nucl. Phys. B490(1997)289.
- [71] Sjostrand,Khoze,
Z. Phys. C62(1994)281.
- [72] Todorova-nova,
Thèse IreS 98-18/2940.
- [73] Duschenu,
Lapp exp 2000-04.
- [74] Nandakumar,
hep-ph/0101026.
- [75] Lonnblad,Sjostrand,
Eur. Phys. J. C2(1998)165.
- [76] Zalewski,
Institut of Nuclear Physics, Krakow,Poland, Sept. 2000.
- [77] Collaboration DELPHI ,
Z. Phys. C63(1994)17.
- [78] K. Allport et al. Collaboration OPAL,
Nucl. Instr. Meth. A346 (1994) 476.
- [79] Valassi,
Proceedings of XXX Ichep Osaka 2000 .
- [80] Interim report on the physics motivations for an energy upgrade of lep2,
Cern-th/95-151.

- [81] Parkes,
Thèse Linacre College, Oxford, 1998.
- [82] Moretti, Lonnblad, Sjostrand
hep-ph/9804296.
- [83] Sjostrand, Comp. Phys. Comm. 28(1983)227.
- [84] Jade Collaboration,
Z. Phys. C(1986)23.
- [85] Catani, Dokshitzer, Olsson, Turnock, Webber
Phys. Lett. B269(1991)432. Borwon, Stirling
Z.Phys C53(1992)629.
- [86] Dokshitzer, Leder, Moretti, Webber
J. of high energy phys. 8(1997)1. hep-ph/9804296.
- [87] Stickelbau, Wilkinson,
Delphi 95-140 PHYS 565 Wilkinson
Delphi 97-37 PHYS 690.
- [88] Cossuti, Tonazzo, Mazzucato
Delphi 2000-164 PROG 242.
- [89] Orazi
Thèse ULP IreS 99-28, numéro d'ordre 3391.
- [90] Pdg
Eur. Phys. J. C15(2000)1.
- [91] Results for the summer 2000 conferences
Lepwwwg/xsec/2000-01.
- [92] Tesla, Technical Design Report
Editors: Heuer, Miller, Richard, Zerwas.
- [93] Ellison, Wudka,
UCR/D0/98-01
- [94] Bilenky, Kneur, Renard, Schildknecht,
Nucl. Phys. B409(1993)22,
Hagiwara, Peccei, Zeppenfeld, Hikasa,
Nucl. Phys. B282(1987)253.
- [95] Opal Note,
Opal TN-492.
- [96] Grunenwald, Molnar,
HUB-EP/99-06.

- [97] Alam, Dawson, Szalapski,
Phys. Rev. D57(1998)1577.
- [98] Grau, Grifols,
Phys. Lett. B154(1985)283.
- [99] Baur, Berger,
Phys. Rev. D47(1993)4889.
- [100] Boudjema et al,
Phys. Rev. D43(1991)2223.
- [101] Marciano, Quejeiro,
Phys. Rev. D33(1986)3449.
De Rujula et al,
Nucl. Phys. B384(1992)3
He, Ma, Mc Kellar,
Phys. Lett. B304(1993)285
- [102] Numata,
Z. Phys. C52(1991)691.
Baur,
Workshop B Phys. Hadron Accel., Snowmass, Jun21-july2, 1993
Hewett,
Slac report 444,C93/07/26
Sinha, Sinha
Hep-ph/9707416.
- [103] Godfrey, Konig,
Phys. Rev. D45(1992)3196.
- [104] Papavassiliou, Philippides,
Phys. Rev. D48(1993)4255.
Kodaira et al
INS workshop Phys. e^+e^- , $e^-\gamma$ and $\gamma\gamma$ Collis. at Linear Accelerator, Tokyo, Japan, Dec, 20-22, 1994
Chang, Keung,
Nucl. Phys. B355(1991)295
Khriplovich, Pospelov
Nucl. Phys. B420(1994)505
Argyres et al,
Phys. Lett. B383(1996)63
Kadoyoshi, Oshimo
Phys. Rev. D55(1997)1481
Appelquist, Wu
Phys. Rev. D48(1993)3235, Phys. Rev. D51(1995)240
- [105] Trilinear gauge boson coupling and vector boson pair production,
Fermilab-conf-99/356-E.

- [106] Hagiwara, Ishihara, Szalowski, Zeppenfeld,
Phys. Rev. D48(1993)2182.
- [107] Gounaris, Layssac, Moulaka, Renard,
Int J. Mod. Phys. A8(1993)3285.
- [108] Fleischer et al,
Nucl. Phys. B378(1992)443, Nucl. Phys. B426(1994)246 Argyres et al,
Nucl. Phys. B391(1993)23.
- [109] Workshop 2000 Sessimbra, Portugal
- [110] Baur, Zeppenfeld,
Phys. Lett. B201(1988)383.
- [111] Schmidt, Morrisson, Whiterell,
Nucl. Inst. and Methods A328(1993)547.
Delphi Note 97-56phys706,
Delphi Note 98-39prog231.
- [112] Diehl, Nachtmann
Z. Phys. C62(1994)397.
- [113] Fanourakis, Fassouliotis, Tzamarias,
Nucl. Inst. and Methods A414(1998)399,
Fanourakis, Fassouliotis, Leisos, Mastroiannopoulos, Tzamarias,
Nucl. Inst. and Methods A430(1999)474,
- [114] Papadopoulos,
hep-ph/9609320
- [115] F. A. Berends, R. Pittau and R. Kleiss,
EXCALIBUR: a Monte-Carlo program to evaluate all four fermion process at LEP200 and
beyond,
Comput. Phys Commun. 85 (1995) 437
hep-ph/9409326
- [116] Godfrey, Ginter,
Phys. Lett. B366(1996)401.
- [117] Cluster analysis for application,
Academic Press.
- [118] Delphi Collaboration,
Zeit. Phys. C73(1996)11.
- [119] Marchesini, Webber, Abbiendi, Knowles, Seymour, Stanco,
Computer Phys. Commun. 67 (1992)465.
- [120] Barate et al, Aleph Coll.,
Phys. Lett. B422(1998)369.

- [121] Delphi Coll.,
Cern EP/2001-06.
- [122] Verzi.,
XXXVI rencontres de Moriond, March 2001 .
- [123] Mery, Perrotet, Renard,,
Z. Phys. C38(1988)579. Gounaris, Layssac, Renard,
Phys. Rev. D61(2000)073013.
- [124] Lep GC Working Group,
Lepewwg/tgc/2001-03 <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/lepww/tgc/>
- [125] Chetyrkin,Kuhn
Phys. Lett. B308(1993)127,